

Faserverstärkerkonzepte für schmalbandige optische Signale

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)



vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von Dipl.-Phys. Sven Höfer
geboren am 01.09.1975 in Halle/Saale

Gutachter:

1. Prof. Dr. rer. nat. habil. Andreas Tünnermann
2. Prof. Dr. rer. nat. habil. Hartmut Bartelt
3. Prof. Dr. rer. nat. habil. Ralf Menzel

Tag der letzten Rigorosumsprüfung: 15.06.2006

Tag der öffentlichen Verteidigung: 22.06.2006

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Abbildungsverzeichnis | v |
| 1 Einführung | 1 |
| 2 Lineare und nichtlineare Propagation von Signalen in Wellenleitern | 4 |
| 2.1 Propagation von Licht in Fasern, Moden | 4 |
| 2.2 Verstärkung | 17 |
| 2.3 Nichtlineare Effekte | 25 |
| 2.3.1 Stimulierte Brillouin-Streuung | 25 |
| Wechselwirkung von Strahlung und akustischen Phononen | 26 |
| Verstärkung und Leistung | 29 |
| 2.3.2 Stimulierte Raman-Streuung | 33 |
| 3 Lineare Verstärkung eines schmalbandigen optischen Signals | 35 |
| 3.1 Verschiedene Methoden für die schmalbandige Verstärkung | 36 |
| 3.1.1 Festkörperbasierte Single- und Multi-Pass-Systeme | 37 |
| 3.1.2 Injection-Locking | 38 |
| 3.1.3 Seltenerd-dotierte Fasern | 39 |
| 3.2 Leistungsskalierung von Faserverstärkern bzgl. schmalbandiger Signale . . | 40 |
| 3.2.1 Überlegungen zu bandbreitensensitiven Prozessen | 40 |
| 3.2.2 Vermeidung und Unterdrückung von SBS | 41 |
| 3.3 Experimente zur schmalbandigen Verstärkung | 47 |
| 3.3.1 Monolithischer nichtplanarer Ringoszillator | 47 |
| 3.3.2 Verstärkung des Signals eines NPROs | 49 |
| 3.3.3 SBS-Unterdrückung durch Temperaturvariation | 53 |
| 4 Inkohärentes und kohärentes Koppeln schmalbandiger Quellen | 56 |
| 4.1 Leistungsskalierung von Faserlasern durch Incoherent-Combining | 56 |
| 4.1.1 Theorie | 59 |
| 4.1.2 Aufbau, Ergebnisse, Schlußfolgerungen | 63 |
| 4.2 Leistungsskalierung von Faserverstärkern mittels | |
| Coherent-Combining | 67 |
| 4.2.1 Methoden zum Koppeln von Laserquellen | 68 |
| 4.2.2 Aktives Mach-Zehnder, combining Verstärker | 70 |
| Theorie | 70 |

| | |
|--|------------|
| Aufbau | 76 |
| Integriert-optischer Phasenmodulator | 78 |
| Regelelektronik | 79 |
| Ergebnisse, Problemstellen, Diskussion | 82 |
| 5 Zusammenfassung und Ausblick | 88 |
| Literaturverzeichnis | 93 |
| Eigene Veröffentlichungen und Vorträge | 102 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|--|----|
| 2.1 | Wellenleiter im Querschnitt | 4 |
| 2.2 | Radiale normierte Intensitätsverteilungen der LP-Moden | 8 |
| 2.3 | Dispersionsrelation $B(V)$ für LP-Moden | 10 |
| 2.4 | Aufbau und Brechzahlverhältnisse einer Doppelkernfaser (hier mit D-förmigen Pumpkern) | 11 |
| 2.5 | Verschiedene Kernkonstruktionen bei PCFs | 12 |
| 2.6 | Führungseigenschaften von PCFs | 13 |
| 2.7 | Photonische Kristallfaser mit Air-Clad | 15 |
| 2.8 | Bauformen polarisationserhaltender Fasern | 16 |
| 2.9 | Ytterbium: (a) Emission- und Absorptionsspektrum des Yb^{3+} -Ions in Germaniumsilikatglas, (b) Termschema | 18 |
| 2.10 | Verstärkung in Abhängigkeit von der Faserlänge bei verschiedenen Pumpleistungen [33] | 22 |
| 2.11 | Abhängigkeit der normierten Verstärkung $\frac{G}{G_0}$ von der Signalleistung $\frac{P_S(L)}{P_{\text{sat}}}$ | 23 |
| 2.12 | Ansteigen des Amplitudenrauschens beim Erreichen der Brillouin-Schwelle eines schmalbandigen Verstärkers ($P_S^{\text{krit}} > 4 \text{ W}$) | 25 |
| 2.13 | Übergang von der spontanen zur stimulierten Brillouin-Streuung in einer Faser | 28 |
| 2.14 | Korpuskuläre Darstellung der Brillouin-Streuung | 28 |
| 2.15 | Signal- und Stokes-Leistungen und Inversion in einem mit 10 W gepumpten (von rechts) Verstärker, Seed von links [10] | 32 |
| 2.16 | Spektrum des Raman-Gainkoeffizienten $g_R(\nu)$ in Quarzglas, Signalwellenlänge $\lambda_S = 1,06 \mu\text{m}$ [1] | 32 |
| 2.17 | Spektrum eines Verstärkers mit SBS (L) mit fünf angeregten Raman-Stokes-Ordnungen ($S_1 \dots S_5$) | 34 |
| 3.1 | Multi-Pass-Verstärker im slab-Design; Signal blau, Pumpstrahlung rot | 37 |
| 3.2 | Injection-Locking-Aufbau mit NPRO als Master-Laser; Design entspricht [24] | 38 |
| 3.3 | Gain-Spektren bei der SBS-Unterdrückung durch mechanischen Streß | 45 |
| 3.4 | Nd:YAG-Kristall des Ringlasers mit Strahlengang | 47 |
| 3.5 | Gütegeschalteter NPRO (a), Scheiben-NPRO (b) und räumliches „hole burning“ im Überlappungsbereich (rot) bei Totalreflexion (c) | 49 |
| 3.6 | Versuchsaufbau zur Verstärkung des Signals eines NPRO | 50 |
| 3.7 | Leistungskennkurve des Verstärkers mit verschiedenen Faserlängen | 50 |
| 3.8 | Optisches Spektrum am Ausgang des Hauptverstärkers | 51 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.9 | Aufbau für die Selbstheterodynmesung | 52 |
| 3.10 | Bandbreite des unverstärkten und verstärkten NPRO | 52 |
| 3.11 | Versuchsaufbau für die thermische SBS-Unterdrückung | 53 |
| 3.12 | Leistungskennkurven am Faserausgang und Isolator für verschiedene Temperaturen des Salzbad | 54 |
| 3.13 | Experimentelle Temperaturabhängigkeit der SBS-Schwelle | 55 |
| 4.1 | Multiplexen beim inkohärenten Koppeln | 57 |
| 4.2 | Koppeln mehrerer Faserlaser mittels Transmissionsgitter | 60 |
| 4.3 | Aufbau für das spektrale Koppeln von Faserlasern | 63 |
| 4.4 | Transmissionsgitter aus Quarzglas | 63 |
| 4.5 | Kombinierte und einzelne Ausgangsleistungen in Abhängigkeit von der eingekoppelten Pumpleistung | 64 |
| 4.6 | Optische Spektren bei gekoppelter Ausgangsleistung von 104 W | 65 |
| 4.7 | Charakterisierung der Strahlqualität | 65 |
| 4.8 | Beam steering | 68 |
| 4.9 | Methoden des kohärenten Koppelns | 69 |
| 4.10 | Kohärente Überlagerung an einem Spiegel | 70 |
| 4.11 | Koppeleffizienz κ in Abhängigkeit der Spiegeltransmission T und dem Eingangsintensitätsverhältnis I_2/I_1 | 72 |
| 4.12 | Kohärente Überlagerung an einem Polarisationsstrahlteiler | 73 |
| 4.13 | Aktives Mach-Zehnder-Interferometer, Regelung auf Amplitude | 76 |
| 4.14 | Aktives Mach-Zehnder-Interferometer, Regelung auf Polarisationszustand | 77 |
| 4.15 | Auswahl der Polarisationsrichtung bei Regelung auf Polarisationszustand | 78 |
| 4.16 | Schema eines Regelkreises [101] | 80 |
| 4.17 | Blockschaltbild für das aktive MZ; Regelung auf Amplitudenmaximum | 80 |
| 4.18 | Blockschaltbild für das aktive MZ; Regelung auf feste Polarisationsrichtung | 81 |
| 4.19 | Leistungskennkurven der Verstärker im aktiven Mach-Zehnder-Interferometer | 82 |
| 4.20 | Spektren der Verstärker und ASE-Unterdrückung | 83 |
| 4.21 | Zeitlicher Verlauf der Kopplung und Regelung für zwei Führungsgrößen der Regelung | 84 |
| 4.22 | Gesamtkoppeleffizienz κ_{ges} für verschiedene κ und N | 86 |
| 5.1 | Abschätzung der SBS-Schwelle verschiedener Fasern | 89 |

Kapitel 1

Einführung

Laser finden heutzutage eine sehr breite Anwendung in der Materialbearbeitung, Meßtechnik, Telekommunikation und Medizin. Diese Applikationen fordern kompakte Systeme, die eine hohe Effizienz und sehr gute Strahlqualität aufweisen. Zudem sollten sie auch robust und einfach in der Justage und im Betrieb sein. Aus heutiger Sicht können nur diodengepumpte Festkörperlaser diese Anforderungen erfüllen. Neben den schon lange in die Praxis eingeführten Bauformen der Festkörperlaser: Stab-, Slab- und Scheibenlaser hält nun auch der Faserlaser Einzug in der Anwendung.

Faserlaser und -verstärker weisen im Vergleich zu diesen konventionellen Geometrien positive Eigenschaften auf: Das große Produkt von Intensität und Wechselwirkungslänge zwischen Pump- und Signalstrahlung, bedingt durch den kleinen Faserdurchmesser und die optische Führung, bewirkt eine hohe Effizienz und Verstärkung. Beste thermische Eigenschaften im Hochleistungsbetrieb sind durch das große Verhältnis von Oberfläche zu Volumen bei Fasern gegeben. Weiterhin ist der Justage-Aufwand bei faserbasierten Aufbauten aufgrund reduzierter Komponenten und Freiheitsgrade deutlich geringer. Die Entwicklung von leistungsstabilen Faserkomponenten (Koppler, Bragg-Spiegel) schreitet rasant voran, so daß kompakte und störunanfällige all-in-fiber-Konzepte auch bei hohen Ausgangsleistungen im kontinuierlichen und gepulsten Betrieb realisierbar werden. Die Strahlqualität eines Faserlasers / -verstärkers ist nur durch die Brechzahlverteilung des aktiven Kerns gegeben – ein transversal grundmodiges Signal kann unabhängig von der Leistung sehr einfach gewonnen werden.

Spezielle Betriebsregime für Faserlaser sind heute jedoch noch nicht realisiert. Ein prominentes Beispiel ist der hochstabile, schmalbandige Laserbetrieb hoher Leistung,

wie er zum Beispiel für LIDAR¹, die optische Intersatellitenkommunikation und die Frequenzkonversion benötigt wird. Gerade dieser Betriebsmodus ist auch mit konventionellen Festkörperlasergeometrien nicht realisierbar.

Durch höhere Leistungen werden einige Anwendungen überhaupt erst möglich oder ihre Leistungsmerkmale (Meßdauer, Auflösung etc.) werden verbessert. Weiterhin sind stabile schmalbandige Laserquellen im Laborbetrieb sehr gut zur Untersuchung und Anregung von nichtlinearen Effekten geeignet. Insbesondere die interferometrische Detektion von Gravitationswellen stellt eine der größten wissenschaftlichen Herausforderungen der Metrologie dar. Seit einigen Jahren werden hierbei Konzepte verfolgt, die neben der Verlängerung der optischen Armlängen und der Vervollkommnung der restlichen Komponenten vor allem auf die Leistungssteigerung der einfrequenten Laserquelle abzielen, um so das Signal-Rausch-Verhältnis zu steigern. Die einfache und günstige Bereitstellung von schmalbandiger Strahlung mit hoher Leistung erlaubt es weiterhin bei Dauerstrich-OPOs (optisch parametrischer Oszillator) auf den anspruchsvollen und begrenzenden doppelt resonanten Aufbau (DRO) zu verzichten und die wesentlich höhere Schwelle von einfach resonanten Oszillatoren (SRO) zu akzeptieren. Eine universelle durchstimmbare schmalbandige Laserquelle im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich rückt so in greifbare Nähe.

Die Methoden zur Stabilisierung von Laseroszillatoren führen fast durchgängig zur Absenkung der Ausgangsleistung des Lasersystems. Nur monolithische Konzepte (Kapitel 3) werden aufgrund ihrer intrinsischen Stabilität von diesem Dilemma verschont und erreichen so Leistungen im Watt-Bereich. Für größere Leistungen ist daher eine Nachverstärkungen eines einfrequenten Seed-Lasers mit den gewünschten Strahlungseigenschaften nötig. Getrieben von den Anforderungen der weltweiten Gravitationswellen-Projekte wurde im Laufe der Durchführung dieser Arbeit mit verschiedenen Techniken die Ausgangsleistung von solchen Verstärkersystemen von 10...20 W bis in den Bereich um 200 W gesteigert. Die Verstärkung schmalbandiger Signale in Seltenerd-dotierten Glasfasern erlaubt es wesentlich einfacher als mit volumenoptischen Verstärkern diese Leistungen zu erreichen. Die hohe Verstärkung eines solchen Systems macht es möglich, nur einen einzigen Single-Pass-Verstärker zu benutzen, und auf einen normalerweise nötigen mehrstufigen Aufbau zu verzichten.

Durch das große Intensitäts-Längen-Produkt sind Fasern prädestiniert für das Auftreten von unerwünschten nichtlinearen optischen Prozessen. Durch die Verfügbarkeit sogenannter Large Mode Area-Fasern (LMA) kann jedoch grundsätzlich die Leistungs-

¹Light Detection And Ranging - Bodengebundene Laserspektroskopie der Atmosphäre bis etwa 20 km Höhe

dichte im Faserkern im Vergleich zu konventionellen Fasern unter Erhaltung der Einmodigkeit reduziert werden, so daß nichtlineare optische Prozesse, insbesondere die bei schmalbandigen Signalen auftretende Brillouin-Streuung, weitestgehend vermieden werden können. Die Vergrößerung des Kerns ist allerdings limitiert, daher müssen auch andere Ansätze verfolgt werden.

Die nötige Leistungssteigerung für die präsentierten Anwendungen über die allgemeine, grundlegende Skalierung eines einzelnen Faserlasers / -verstärkers hinaus ist Ziel dieser Arbeit. Es wurde daher untersucht, in wie weit sich die Leistung eines schmalbandigen Faserverstärkers direkt steigern läßt und wie man in diesem Falle die genannte Brillouin-Streuung unterdrücken kann. Die thermischen Eigenschaften der Faser begrenzen die Ausgangsleistung eines aktiven Faseremitters fundamental. Behandelt wurde daher auch die Möglichkeit einerseits verschiedene spektrale Komponenten mehrerer Faserlaser zu koppeln, als auch mehrere Verstärker kohärent zu kombinieren. Mittels dieser Techniken kann die Leistungslimitierung der einzelnen Faser durchbrochen werden.

Die Arbeit gliedert sich daher wie folgt: beginnend mit einer theoretischen Einführung (Kapitel 2), wird ein einzelner Verstärker und die Unterdrückung von stimulierter Brillouin-Streuung untersucht (Kapitel 3), um anschließend die Kopplung von Faserlasern und -verstärkern im inkohärenten (Abschnitt 4.1) und im kohärenten Fall (Kapitel 4.2) zu behandeln. Abschließend fasse ich zusammen und zeige einen kurzen Überblick zu weiteren und zukünftigen Entwicklungsrichtungen.

Kapitel 2

Lineare und nichtlineare Propagation von Signalen in Wellenleitern

Diese Arbeit stützt sich auf den Einsatz von Seltenerd-dotierten Stufenindexfasern zur Signalerzeugung und -verstärkung. Um die relevanten Vorgänge zu verstehen und abschätzen zu können, behandelt dieses Kapitel die theoretischen Grundlagen der Ausbreitung von Licht in Wellenleitern, Bauformen von Fasern, der Verstärkung in dotierten Fasern und die auftretenden nichtlinearen Effekte.

2.1 Propagation von Licht in Fasern, Moden

Die rasante Entwicklung der Telekommunikation in den letzten Jahrzehnten wurde hauptsächlich von der extrem schnellen Steigerung der verfügbaren Übertragungsbandbreiten getragen. Diese basiert auf dem Einsatz und dem Fortschritt bei der Herstellung von Glasfasern als Wellenleitern und Licht als Signalträger. Für das einfache Verständnis der Ausbreitung von Licht in Wellenleitern genügt die Beschreibung mittels Strahlenoptik:

Geometrische Optik Unter der Voraussetzung das die Wellenlänge λ klein gegen alle Abmessungen des Wellenleiters ist, kann die geometrische Optik eingesetzt werden und man geht von ebenen Wellen und Strahlen aus.

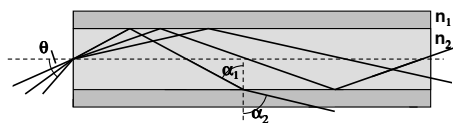


Abbildung 2.1: Wellenleiter im Querschnitt

Für ein einfaches Modell einer solchen (Stufenindex-) Faser betrachtet man einen unbegrenzt langen Glaszylinder, den Kern, mit der Brechzahl n_2 und einem Radius a , eingebettet in den Mantel mit der Brechzahl $n_1 < n_2$, siehe hierzu Abbildung 2.1. Die Faser ist von einem Schutzmantel, dem Coating (oder Jackett oder Cladding) umgeben.

Die grundlegenden Eigenschaften solcher Fasern können mit wenigen charakteristischen Größen beschrieben werden.

Beim Einstrahlen von Licht in die Faser wird das komplette Winkelspektrum angeboten. Die Brechung und Reflexion (am dünneren Medium) am Kern-Mantel-Übergang nach dem Brechungsgesetz $\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2}$ beziehungsweise den Fresnel'schen Formeln führt auf Einfallswinkel θ (gegen die Faserachse), die mit Winkeln α_1 in der Faser korrespondieren, für die Totalreflexion in der Faser auftritt:

$$\sin \theta \leq \sin \epsilon = \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad . \quad (2.1)$$

ϵ ist dabei der Grenzwinkel der Totalreflexion und damit das α_1 für das $\alpha_2 = \pi$ eintritt. Das eingestrahlte Licht wird daher aufgespalten und entweder in den Mantel ausgekoppelt und im umgebenden Jackett absorbiert oder im Kern geführt. Die Größe $\sin \epsilon$ wird als numerische Apertur NA bezeichnet.

Die relative lineare Dämpfung α wird mit $\frac{dP}{dz} = -\alpha P$ definiert. Die Leistungsverteilung in der Faser ergibt sich daher zu

$$P = P_{\text{in}} e^{-\alpha z} \quad , \quad (2.2)$$

wobei P_{in} die eingekoppelte Leistung bezeichnet und z die longitudinale Position in der Faser ist. Die Dämpfung D über die gesamte Faserlänge L wird ähnlich berechnet:

$$D = 10 \log \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} \quad (2.3)$$

$$= -\frac{10}{\ln 10} \alpha L \quad . \quad (2.4)$$

Wenn man im oben eingeführten Zick-Zack-Modell [52] die Ausbreitung der Strahlen genauer betrachtet, erkennt man, daß für Führung im Wellenleiter konstruktive Interferenz zwischen verschiedenen Strahlen gleichen Winkels vorliegen muß. Es läßt sich also eine Bragg-Bedingung für den Reflexionswinkel formulieren. Somit ergeben sich nur noch diskrete Lösungen für den Winkel α_2 , denen entsprechend Moden zugeordnet werden

können. Die Moden sind durch die Phasenausbreitungskonstante

$$\begin{aligned}\beta &= \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \sin \alpha_2 \\ &= k_0 n_2 \sin \alpha_2\end{aligned}\tag{2.5}$$

und eine effektive Brechzahl

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{|\vec{k}|} = n_2 \sin \alpha_2\tag{2.6}$$

gekennzeichnet.

Wellenoptik Für kleinere Strukturen kann man die Näherungen der geometrischen Optik nicht benutzen und keine Aussagen zur Feldverteilung der Moden treffen. Ausgehend von den Maxwell-Gleichungen und den Materialgleichungen kann man für Betrachtungen in optischen Gläsern mehrere Vereinfachungen vornehmen: sie sind homogen und isotrop und nur in Ausnahmefällen leitfähig, magnetisch oder tragen Ladungen. Unter Benutzung dieser Annahmen erhält man die bekannte Wellengleichung:

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \varepsilon \ddot{\vec{E}} + \mu_0 \sigma \dot{\vec{E}}\tag{2.7}$$

Setzt man für den zeitlichen Verlauf eine harmonische Schwingung $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t}$ an, so erhält man mit

$$\Delta \vec{E} + \mu_0 \varepsilon \omega^2 \vec{E} = 0\tag{2.8}$$

die Wellengleichung für ebene Wellen in Glasfasern.

Moden Wellenleiter besitzen im Allgemeinen eine Ausbreitungsrichtung in der sich ε nicht ändert, diese soll z sein. Die Lösungen für die Differentialgleichung (2.8) sind die Moden des Wellenleiters und weisen dann in die Form $\vec{E}(r, \phi, z) = \vec{E}_{nm}(r, \phi) e^{-i\beta_{nm}z}$ auf¹. β_{nm} ist die Phasenausbreitungskonstante und bezeichnet mit den Indizes n und m die Mode eindeutig. Im Zick-Zack-Modell der Strahlenoptik entspricht β_{nm} dem Reflexionswinkel am Brechzahlssprung n_2/n_1 . Unterschieden werden

- kontinuierliche Moden oder Strahlungsmoden mit $\beta = \beta(n, m)$, die in das Medium abgestrahlt werden,

¹Entsprechendes gilt auch für das \vec{H} -Feld.

- evaneszente Moden für die β imaginär wird und die außerhalb des eigentlichen Wellenleiters geführt werden, sowie
- diskrete Moden, die im Wellenleiter geführt werden, mit diskreten β_{nm} .

Die Gesamtheit der kontinuierlichen und diskreten Moden bilden ein vollständiges Orthonormalsystem für den Wellenleiter (siehe dazu [12], S.25). Um die Moden zu finden, wird die Wellengleichung für Kern- und Mantelbereich einer Stufenindexfaser aufgestellt und unter Beachtung der Rand- und Übergangsbedingungen gelöst [49, 102]. Zur Darstellung benutzt man die Abkürzungen

$$u = a\sqrt{n_2^2 \vec{k}^2 - \beta^2} \quad , \quad (2.9)$$

$$\nu = a\sqrt{\beta^2 - n_1^2 \vec{k}^2} \quad , \quad (2.10)$$

$$V = |\vec{k}| a\sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad \text{und} \quad (2.11)$$

$$B = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_1^2} = \frac{\nu^2}{V^2} \quad , \quad (2.12)$$

wobei B der normierte Wellenleiterindex (oder Phasenparameter) der Mode und V der Faserparameter ist. B setzt den effektiven Brechzahlssprung zu dem der Faser in Beziehung und kann als Führungsstärke der Mode interpretiert werden, V kann dabei mit der maximalen Führungsstärke assoziiert werden. Diese Parameter erfüllen

$$V^2 = u^2 + \nu^2 \quad . \quad (2.13)$$

Die zu lösende Gleichung stellt sich dann als

$$\left(\frac{J'_q(u)}{uJ_q(u)} + \frac{K'_q(\nu)}{\nu K_q(\nu)} \right) \left(n_2^2 \frac{J'_q(u)}{uJ_q(u)} + n_1^2 \frac{K'_q(\nu)}{\nu K_q(\nu)} \right) = \frac{q^2 n_{\text{eff}}^2}{(u^2 B)^2} \quad \text{dar.} \quad (2.14)$$

Geführte Moden haben den größten Überlapp mit dem Kern und zeichnen sich durch reelle u und ν und $n_1^2 \vec{k}^2 < \beta^2 < n_2^2 \vec{k}^2$, entsprechend $0 < B < 1$ aus. Die Lösungen in Form von HE_{qp} - und EH_{qp} -Wellen sind nicht analytisch darstellbar und werden als charakteristische Gleichungen der Moden angegeben [102]. Bei J_q und K_q handelt es sich um die Zylinderfunktionen q -ter Ordnung und 1. (Bessel) beziehungsweise modifizierter 2. Gattung (MacDonald oder Basset) [11]. Letztere fallen näherungsweise exponentiell mit wachsendem r ab und stellen daher das evaneszente Feld im Mantel dar. Die ganzzahligen Indizes bezeichnen die Umfangs- oder azimutale Ordnung q und die radiale Ordnung p .

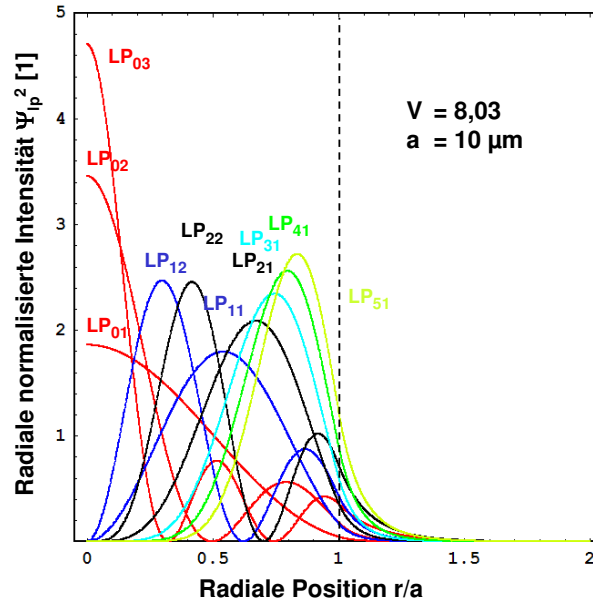


Abbildung 2.2: Radiale normierte Intensitätsverteilungen der LP-Moden³, nach Ghatak / Thyagarajan [31]

Im Weiteren benutzt man die Näherung der schwach führenden Faser, für die $n_1 \lesssim n_2$ angenommen wird. Dies ist bei allen in den Experimenten benutzten Fasern gewährleistet. In dieser Näherung sind die HE_{q-1,p^-} und $EH_{q+1,p}$ -Moden näherungsweise miteinander entartet und werden als LP_{lp} -Moden (hier mit $l = q$) bezeichnet. Die longitudinalen Anteile sind sehr klein und besitzen konstante und gleiche Phasen über den Faserquerschnitt, wie die Berechnung der Feldkomponenten aufzeigt. Die LP-Moden sind daher näherungsweise transversal elektromagnetisch (TEM) und linear polarisiert. Die transversale Feldverteilung Ψ_{lp} in Polarkoordinaten kann man nun wie folgt angeben [31]:

$$\Psi_{lp}(r, \phi) = \begin{cases} \frac{A}{J_l(u)} J_l\left(\frac{ur}{a}\right) \cos l\phi & r < a \\ \frac{A}{K_l(v)} K_l\left(\frac{vr}{a}\right) \cos l\phi & r > a \end{cases} \quad \text{Lösung 1} \quad (2.15)$$

$$\Psi_{lp}(r, \phi) = \begin{cases} \frac{A}{J_l(u)} J_l\left(\frac{ur}{a}\right) \sin l\phi & r < a \\ \frac{A}{K_l(v)} K_l\left(\frac{vr}{a}\right) \sin l\phi & r > a \end{cases} \quad \text{Lösung 2}$$

(A - Amplitude). Diese beiden Feldverteilungen (jede innerhalb und außerhalb des Kerns) liegen jeweils noch in zwei Polarisierungen vor, die LP-Moden mit $l \geq 1$ sind also vierfach

³Wie unschwer zu erkennen ist, besitzen höhere Moden einen größeren Feldanteil außerhalb des Kerns.

entartet. Für $l = 0$ sind die Felder radialsymmetrisch, es verschwindet die zweite Feldverteilung (destruktive Überlagerung der EH- und HE-Moden), daher liegt nur noch zweifache (Polarisations-)Entartung vor. Aus den Übergangsbedingungen Kern/Mantel erhält man weiterhin $B(V)$ für jede Mode (Durchnummerierung mit p) und damit die nötige Beziehung zwischen u und v . Die radialen Intensitätsverteilungen nach (2.15) sind in Diagramm 2.2 dargestellt.

Single-Mode-Fasern Für den praktischen Einsatz ist besonders die Grundwelle $\text{HE}_{11} = \text{LP}_{01}$ von Interesse, da sie sehr gut mit einem Gauß-Profil $\psi(r) = A e^{-\frac{r^2}{w^2}}$ angenähert werden kann und daher eine hohe Strahlqualität (siehe Abschnitt 4.1) liefert. $2w$ wird als Modenfelddurchmesser (MFD, „mode field diameter“) bezeichnet. Durch theoretische Analyse der Einkopplung eines Gauß-Strahls in eine grundmodige Faser wurde in [68] folgende Approximation für die Bestimmung von w gewonnen:

$$\frac{w}{a} \approx 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \quad \text{für } 0,8 \lesssim V \lesssim 2,5 \quad . \quad (2.16)$$

Durch Energieaustausch und Interferenzen zwischen mehreren Moden treten Störungen bei der Signalübertragung auf. Um dies zu vermeiden und bei aktiven Fasern eine gute Strahlqualität zu erreichen, werden Monomodefasern (Single-Mode-Fasern) benutzt. Die Selektion der Grundmode ist einfach, da sie selbst bei kleinen Faserradien und kleinsten Brechzahlsprüngen noch geführt wird. Eine Abschätzung für das Auftreten einer zweiten Mode (Bereich der grundmodigen Führung) führt darauf, daß dies eine Mode mit $q = 0$ und $p = 1$ sein muß. Die erste Nullstelle von $J_0(u)$ liefert aufgrund der Gleichungen (2.15) und (2.11) mit

$$V_{01} \approx 2,405 \quad (2.17)$$

eine obere Grenze des Faserparameters für Single-Mode-Fasern. Nach Formulierung der Definition von V als

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \text{NA} \quad (2.18)$$

legt diese Cut-Off-Bedingung auch eine Cut-Off-Wellenlänge λ_c fest. Für Strahlung mit $\lambda \geq \lambda_c$ ist die Faser grundmodig. Das Diagramm 2.3 zeigt die Funktion $B(V)$, welche als ein Maß für die Stärke der Führung und das Auftreten der Moden interpretiert werden kann. Da auch für höhere Moden die Nullstellen der Bessel-Funktion den Cut-Off deter-

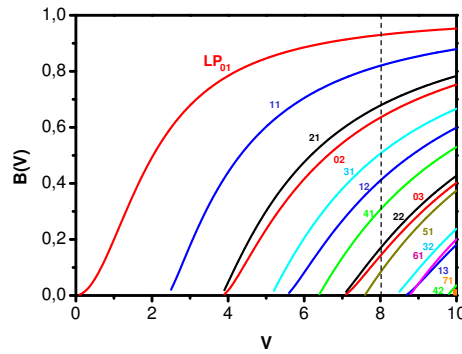


Abbildung 2.3: Dispersionsrelation $B(V)$ für LP-Moden; Markierung kennzeichnet die Faser in Abb. 2.2

minieren, läßt sich eine Abschätzung für die Anzahl N der geführten Moden finden [31]:

$$N \approx \frac{V^2}{2} \approx 2 \left(\frac{\pi a}{\lambda} \text{NA} \right)^2 . \quad (2.19)$$

Die Näherung weicht für kleine V ($V < 10$) von der Realität stärker ab; in diesem Falle sollte das Diagramm 2.3 genutzt werden. Ein Faserdesign für einen Faserverstärker mit guter Strahlqualität muß eine geringe Anzahl von geführten Moden zum Ziel haben. Nach der letzten Formel ist daher der V -Parameter möglichst klein auszuführen, was uns direkt zu kleinen Kerndurchmessern oder kleinen numerischen Aperturen, gleichbedeutend mit kleinen Brechungsindexsprüngen führt. Große Kernquerschnitte sind aber in Hinsicht auf die Unterdrückung nichtlinearer Effekte wünschenswert, siehe hierzu Abschnitt 2.3. Solche Fasern mit Brechungsindex-abgesenkten Kernen werden im Allgemeinen als LMA-Fasern (large mode area) bezeichnet. Auf diesem Wege werden Kerndurchmesser zwischen 3 und mehreren $10\mu\text{m}$ in echt grundmodigen oder schwach multimodigen Fasern erreicht.

Bei größeren Kerndurchmessern ist es zusätzlich nötig, die Grundmode zu selektieren, was mit verschiedenen Techniken möglich ist:

- selektive Anregung der Grundmode mittels eines Tapers [81],
- Unterdrückung höherer Moden durch Biegen der Faser, da die Biegeverluste modenabhängig sind [54],
- Unterdrückung höherer Moden durch selektive Verluste (absorbierende Dotierung im Außenbereich der Faser) [65, 96] und
- Einsatz von Mode-Strippern.

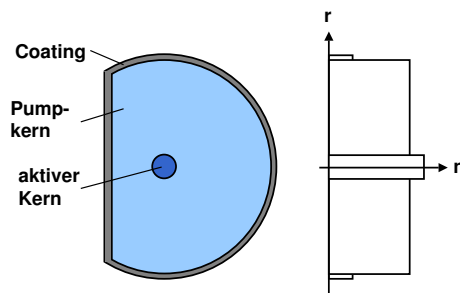


Abbildung 2.4: Aufbau und Brechzahlverhältnisse einer Doppelkernfaser (hier mit D-förmigen Pumpkern)

Doppelkernfasern Faserverstärker wurden und werden klassischer Weise direkt in den aktiven Kern gepumpt, was zu einem guten Überlapp zwischen Pump- und Signalmoden führt und die Absorptionslänge verkürzt. Aufgrund der Abschätzung (2.19) sind die Kerne dieser Fasern aber sehr klein und können daher nur mit Single-Mode-Lasern und deren guter Strahlqualität effektiv gepumpt werden. Leistungsfähige und kostengünstige Laserdioden können auf diesem Wege nicht eingesetzt werden. Diese eklatante Leistungsbegrenzung führte zur Erfindung der Doppelkernfaser (double clad) durch *Snitzer et. al.* [95].

Mit diesem Faserdesign können Hochleistungslaserdioden, welche dagegen ein typisches, konzeptionell bedingtes, asymmetrisches Strahlprofil besitzen, zum Pumpen benutzt werden. Um den potentiell grundmodigen, mit aktiven Ionen dotierten Kern herum, wird ein zweiter, größerer, hochgradig multi-modiger Kern angebracht (siehe Abbildung 2.4), der zum Einkoppeln des Pumplichts dient. Die Anforderungen an die Strahlqualität der Pumpquellen sinkt dadurch drastisch. Der aktive Kern behält im Vergleich zu Standardfasern seinen typischen Durchmesser, der durch das Anwendungsprofil vorgegeben ist, der Pumpkern erhält einen der Strahlqualität der Pumpdioden angepassten Durchmesser von einigen hundert Mikrometern. Eine Doppelkernfaser stellt somit einen hervorragenden Brillanz-Konverter dar – ausgehend von einer in den Experimenten verwendeten Faser mit einem Durchmesser Verhältnis von 400 zu 10 μm und einem Verhältnis der numerischen Aperturen von 0,4 zu 0,06 erhält man inklusive der Koppelverluste eine Erhöhung der Brillanz (siehe hierzu Kapitel 4.1) von etwa 30000. Die Absorption der Pumpstrahlung erfolgt durch den Überlapp zwischen Verstärker- und Pumpkern. Die Koppeffizienz ist deshalb aufgrund des Durchmesser Verhältnisses ($\eta = \frac{a^2}{b^2}$) kleiner als bei Fasern mit nur einem Kern, die aktive Faser im Betrieb mithin länger, um die nötige Pumplichtabsorption (≈ 10 dB) zu erreichen. Weiterhin breiten sich im Pumpkern nicht nur Moden mit Überlapp mit dem aktiven Kern aus, sondern auch sogenannte „Donut“-

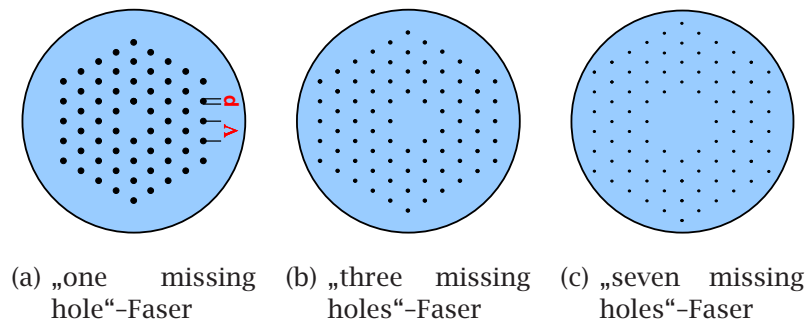


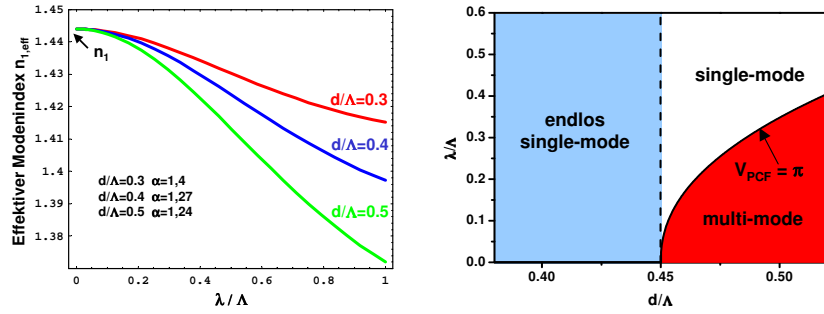
Abbildung 2.5: Verschiedene Kernkonstruktionen bei PCFs

Moden, welche auf der optischen Achse ein Minimum aufweisen. Diese koppeln daher nur schwach mit dem aktiven Kern. Durch geeignete Methoden wie nichtzentrische Kernanordnung (aktiver Kern), nichtradialsymmetrische Pumpkerngeometrie und Wickeln der Faser werden die Moden des Pumpkerns gestört und können mit dem mit aktiven Ionen dotierten Laserkern koppeln. Das Wickeln führt gleichzeitig zu größeren Verlusten der Moden im aktiven Kern, welcher dann wie schon erwähnt weniger Moden führt [113]. Aufgrund der einfacheren Herstellung, unkomplizierten Handhabung und der Eignung für hohe Pumpleistungen hat sich hierbei die nichtradialsymmetrische Pumpkerngeometrie in Form von D-förmigen und mehreckigen Pumpkernen durchgesetzt.

Das Doppelkernfaserdesign ist also unabdingbar für die Konstruktion von Faserlasern und -verstärkern oberhalb des niedrigen Watt-Bereichs, da sie von Hochleistungsdiodenlasern mit mäßiger Strahlqualität als Pumpquellen abhängig sind.

Photonische Kristallfasern Wie man aus der Dispersionsrelation $B(V)$ in Abbildung 2.3 sehen kann, geht die Brechzahlabenkung zur Erhöhung des grundmodigen Kerndurchmessers mit einer Schwächung der Führungseigenschaften einher. Herstellungsbedingte Unregelmäßigkeiten der Faser, mechanischer Streß und makroskopische Biegungen führen zu erhöhter Dämpfung der geführten Mode. Der Kerndurchmesser von Stufenindexfaser für Single-Mode-Anwendungen ist also prinzipiell begrenzt. Mit dem Konzept der photonischen Kristallfasern (PCF, mikrostrukturierte Faser, „holey fiber“) kann dieses Problem gelöst werden.

Die Führungseigenschaften sind bei diesem Faserdesign nicht durch einen Brechungsindexsprung vom Kern gegen eine andere Glaszusammensetzung gegeben, sondern gegen ein „künstliches Material“ (artificial material). Dieses wird aus Glas und einer regelmäßigen Anordnung von Löchern gebildet und besitzt einen effektiven Brechungsindex $n_{1,\text{eff}}$. Bei der Herstellung werden Kapillaren aus Preform-Rohlingen mehrfach gezogen



(a) Dispersion der effektiven Mantelbrechzahl $n_{1,\text{eff}}$ (b) Modendiagramm einer PCF mit einer fehlenden Kapillare

Abbildung 2.6: Führungseigenschaften von PCFs

bis der gewünschte Durchmesser erreicht wird und wieder zu einer Preform regulär angeordnet („stack and pull“). Durch das Einhalten von gewissen Druckparametern während des Ziehprozesses wird die Wandstärke eingestellt und verhindert, dass die Kapillaren kollabieren. Der gegebenenfalls aktiv dotierte Kern wird durch Einsetzen von Glasstäben, also dem Fehlen von Löchern, gebildet - in Abbildung 2.5 sind dazu verschiedene Konfigurationen gezeigt.

Die Führungseigenschaften werden hauptsächlich durch die geometrischen Verhältnisse, das heißt durch den Lochdurchmesser d und den Lochabstand Λ , bestimmt. Analog zu (2.18) kann man für PCFs einen charakteristischen V -Parameter definieren [71]:

$$V_{\text{PCF}}(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_{2,\text{eff}}^2(\lambda) - n_{1,\text{eff}}^2(\lambda)} \quad . \quad (2.20)$$

Der effektive Mantelbrechungsindex $n_{1,\text{eff}}$ (effektiver Brechungsindex einer Mode in einer gleichartigen unendlich ausgedehnten Lochanordnung) mittelt die Brechungsindizes des Mantels n_1 und der Luft n_{Luft} in den Kapillaren unter Beachtung der Wellenlänge. $n_{2,\text{eff}}$ ist hierbei der effektive Brechungsindex der Grundmode im Kern. Im Gegensatz zur normalen Materialdispersion, zum Beispiel von $n_2(\lambda)$, ist die Geometrie-bedingte Dispersion von $n_{1,\text{eff}}$ sehr viel größer und zeigt eine stärkere Abhängigkeit von der Wellenlänge (siehe dazu das Diagramm 2.6(a)). Die mittlere und die effektive Brechzahl im Mantel kann mit α als Fitparameter angegeben werden [72] als

$$\bar{n} = \lim_{\lambda/\Lambda \rightarrow \infty} n_{1,\text{eff}} = (1 - f)n_1 + fn_{\text{Luft}} \quad \text{mit dem Füllfaktor } f = \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{\Lambda} \right)^2 \quad (2.21)$$

$$n_{1,\text{eff}} \approx \bar{n} + (n_1 - \bar{n}) \operatorname{sech}^2 \left(\alpha \frac{\lambda}{\Lambda} \right) \quad . \quad (2.22)$$

Numerische Simulationen und Experimente zeigen, daß für PCFs ebenfalls ein Cut-Off-Kriterium mit $V_{\text{PCF}} < \pi$ existiert. Benutzt man dieses und (2.22) so erhält man ein Parameterfeld wie in Abbildung 2.6(b) für grund- und multimodige Fasern. Interessanter Weise ergibt sich ein Designbereich für den die Faser unabhängig von der Wellenlänge immer transversal grundmodig ist. Eine anschauliche Erklärung dafür ist, daß die Luftlöcher wie ein „Modensieb“ wirken. Die Grundmode paßt aufgrund ihrer Ausdehnung (effektive transversale Wellenlänge) nicht zwischen den Luftlöchern hindurch und wird geführt. Höhere Moden weisen kleinere transversale Strukturen auf und können in den strukturierten Mantelbereich entweichen - werden daher schwächer oder nicht geführt [82]. Je größer der relative Lochdurchmesser d/Λ ist, um so besser wird daher die Führung für Moden höherer Ordnung. Das zugehörige Kriterium ist von der Kerngeometrie abhängig: für „one missing hole“-Faser muß $\frac{d}{\Lambda} < 0,45$ und für Fasern mit drei oder sieben „fehlenden“ Kapillaren $\frac{d}{\Lambda} < 0,25$ respektive $\frac{d}{\Lambda} < 0,15$ [72] (reine Quarzglasfasern) erfüllt sein.

Es lassen sich daher mit dem PCF-Design beliebig große Kerndurchmesser mit grundmodigen Führungseigenschaften erzeugen. Eine aktive Dotierung des Kerns ist möglich, insofern sie die Brechzahlverhältnisse nicht drastisch ändert. Eine Kodotierung mit Brechungsindex-senkenden Ionen (zum Beispiel F^-) löst dieses Problem bis zur Dotierungsgrenze der Kristallisation des Glases während des Herstellungsprozesses. In der Praxis ergeben sich weitere Einschränkungen durch die Fertigungsqualität der Fasern. Unterhalb von $\frac{d}{\Lambda} \approx 0,1 \dots 0,01$ steigen die Dämpfungsverluste durch longitudinale Geometrievariationen bei der heute erzielbaren Fertigungsqualität drastisch an. Ebenso ist der Bereich $V_{\text{PCF}} < 1$ zu meiden, da wie bei Stufenindexfasern mit sinkendem V -Parameter auch die „Führung“ $B(V)$ zurückgeht [70, 73]. Der Modenfeldradius⁴ w_{PCF} wächst dann an und um die gleiche Führung zu erreichen, muß der Durchmesser des mikrostrukturierten Bereichs zunehmen. Dieser Bereich würde also mehr Kapillaren beinhalten und es muß ein Kompromiß zwischen Führung / Kerndurchmesser und Herstellungskosten / Anzahl der Kapillaren eingegangen werden.

Air-Clad Neben der Dotierung mit aktiven Ionen ist ebenfalls die Kombination mit dem Doppelkerndesign möglich. Durch die Anordnung von großvolumigen und schmalwandigen Kapillaren in der Preform um den strukturierten Kern herum, entsteht beim Faserziehen ein schmaler Ring mit sehr dünnen Glasbrücken, die Kern und Mantel mit einem äußeren Glas-Cladding verbinden (siehe Abbildung 2.7). Dieses Konzept wird als

⁴ $\frac{w_{\text{PCF}}}{a} \approx \frac{0,7078}{V^{1/5}} + \frac{0,2997}{V^{3/2}} + \frac{0,0037}{V^6}$ für $0,5 \lesssim V_{\text{PCF}} \lesssim 7$ [74]

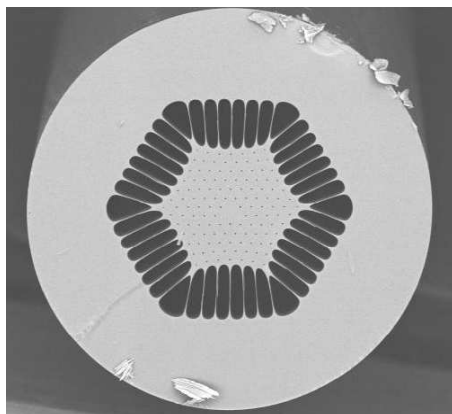


Abbildung 2.7: Photonische Kristallfaser mit Air-Clad

„air clad“ bezeichnet. Die Breite dieser Brücken liegt im Bereich von wenigen zehn bis hundert Nanometern. Das Pumplicht wird in den mikrostrukturierten Mantel eingekoppelt und dort geführt. Aus dem Brechzahlssprung Luft / Glas, der radialen Dicke des Ringes, der Anzahl und Dicke der Glasbrücken ergeben sich durch Simulation [48] im Vergleich zu konventionellen Fasern große Werte für die numerische Apertur von bis zu 0,9 [105]. Bei gleicher Strahlqualität der Pumpquellen kann somit der Pumpkerndurchmesser verringert werden, was den Überlapp von Pump- und Signalmode vergrößert und die Absorptionslänge drastisch verringert.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß PCFs größere Modenfelddurchmesser als herkömmliche LMA-Fasern ermöglichen. Dabei ist der Grundmodebetrieb durch das Faserdesign intrinsisch vorgegeben und nicht abhängig von weiteren, unter Umständen zeitlich instabilen Techniken. Der Einsatz von Air-Clad-Strukturen ermöglicht durch die Benutzung des Doppelkernkonzeptes den Einsatz von Hochleistungslaserdioden als Pumpquellen bei gleichzeitig verkürzten Fasern. Die meisten nichtlinearen Effekte können mit solchen Fasern aus diesen Gründen sehr effektiv unterdrückt werden. Weiterhin kommt die Pumpstrahlung nicht wie bei herkömmlichen LMA-Fasern durch das evaneszente Feld mit dem Coating in Kontakt, was aus thermischen Gründen die maximale Pumpleistung limitiert. PCFs mit Air-Clad sind damit für den Hochleistungsbetrieb prädestiniert.

Polarisationserhaltende Fasern Für viele Anwendungen ist es nicht nur nötig die optische Leistung mit guter Strahlqualität mittels einer grundmodigen Faser zu transportieren, sondern dabei einen selektierten Polarisationszustand zu erhalten. Durch die zweifache Entartung der Grundmode können die Polarisationen in einer solchen idealen Faser

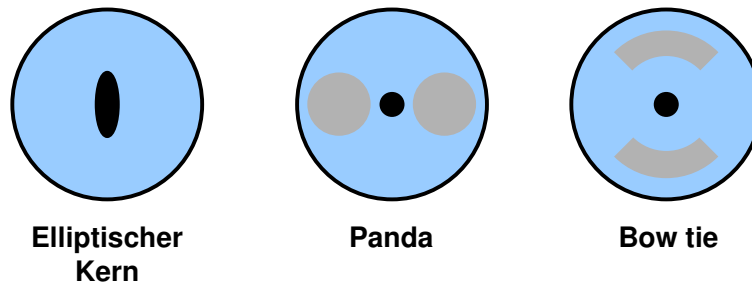


Abbildung 2.8: Bauformen polarisationserhaltender Fasern

aber nicht getrennt werden. Durch kleinste Biegungen und Unvollkommenheiten der Faser kommt es zur Streuung in die nichtangeregte Polarisationsrichtung innerhalb der Faser. In polarisationserhaltenden Fasern (PM-Fasern) wird daher die Entartung durch das Faserdesign aufgehoben.

Abbildung 2.8 zeigt die typischen Bauformen für PM-Fasern. Bei einem elliptischen Kern weisen die Moden auf den Hauptachsen unterschiedliche effektive Ausbreitungskonstanten auf, so daß diese nur noch schwach miteinander mischen; bei Einkopplung einer linear polarisierten Welle auf einer der Hauptachsen („fast axis“ und „slow axis“) bleibt diese Polarisation erhalten. Der Einsatz führt allerdings zu einer elliptisch geformten Mode. Weiterhin ist die geometrisch erzielbare Doppelbrechung kleiner als bei den anderen Bauformen. Die gebräuchlichere Methode benutzt daher einen rotationssymmetrischen Kern und durch Fremdkörper induzierte Spannungsdoppelbrechung zur Aufhebung der Entartung. Dabei kommen hauptsächlich Borosilikatgläser mit von Quarzglas abweichendem thermischen Ausdehnungskoeffizient zum Einsatz. Während des Abkühlvorgangs des Faserziehens wird daher dauerhaft ein mechanisches Spannungsfeld senkrecht zur Faserachse eingebracht.

Die polarisationserhaltenden Eigenschaften werden durch

$$B = \Delta n_{\text{eff}} = |n_{\text{eff},x} - n_{\text{eff},y}| \quad \text{die induzierte Doppelbrechung,} \quad (2.23)$$

$$L_B = \frac{\lambda}{B} \quad \text{die Beat-Länge, sowie} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} D_{\text{ct}} &= 10 \log_{10} \frac{P_x(L)}{P_y(L)} \\ &= 10 \log_{10} \tanh(hL) \quad \text{die Übersprechdämpfung} \end{aligned} \quad (2.25)$$

beschrieben, wobei $1/h$ die charakteristische Übersprechlänge ist und x und y die beiden Hauptachsen bezeichnen [52]. B ist der Brechungsindexunterschied zwischen den

beiden Polarisationsmoden⁵ und kann aus Simulationen gewonnen werden. L_B ist daher die Propagationslänge in der Faser, nach der die Phasendifferenz zwischen diesen Moden 2π beträgt. h und D_{ct} werden typischerweise vom Faserhersteller empirisch bestimmt, da hierbei unbekannte Prozeßparameter der Faserherstellung mit eingehen, sie charakterisieren die Leistungsübertragung (je Längeneinheit) zwischen den beiden Polarisationsmoden.

Seltenerd-dotierte Fasern nach dem Double-Clad-Design sind natürlich ebenfalls polarisationserhaltend realisierbar. Die Stresskörper sind dabei im Pumpkern angeordnet. Die Kombination PM-Faser und PCF ist als relativ neu einzustufen. Dabei werden im Moment noch verschiedene Techniken evaluiert - asymmetrische Kerne, Stresskörper außerhalb und innerhalb des mikrostrukturierten Bereiches [23, 77], sogar polarisationsfilternde Fasern sind mit Hilfe der Mikrostrukturierung möglich [22]. Für große Faserkerne zeichnet sich ab, daß das reguläre Gitter Stresselemente enthalten muß, da nur so die nötige mechanische Spannung im Kern erreicht werden kann.

2.2 Verstärkung

Durch den Einbau von „aktiven“ Ionen in ein transmittives Material kann ein Laser- oder Verstärkermedium hergestellt werden. Die Auswahl der möglichen Ionen erfolgt anhand der Energieniveaus, deren Bandbreite, der entsprechenden Parameter des Signals und der Pumpquelle und gegebenenfalls der Effizienz des Verstärkungsprozesses. Die Eigenschaften der Ionen werden außerdem zusätzlich noch durch das umgebende Medium (host) modifiziert. Breite Verwendung in der Lasertechnik finden Ionen aus der Gruppe der Seltenen Erden, hauptsächlich Lanthanoide wie Neodym, Erbium, Holmium und Ytterbium. Die Actinoide werden aufgrund ihrer Radioaktivität sehr selten in Laserm Medien eingesetzt. Die Seltenen Erden zeichnen sich gegenüber anderen Ionen dadurch aus, daß die Elektronenkonfiguration ein Auffüllen der 4f- beziehungsweise 5f-Schale zeigt. Die relevanten Übergänge im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich sind die der f-Elektronen und sind somit gegen äußere Felder durch die 6s- sowie 5d- beziehungsweise 7s- und 6d-Elektronen abgeschirmt. Infolgedessen treten strahlungslose Übergänge und Schwingungsübergänge nur schwach auf. Daher sind die beobachtbaren 4f-Übergänge der dreifach positiv geladenen Ionen (Abgabe der zwei 6s- und eines 4f-Elektrons bei Lanthanoiden) nur schwach vom Wirtsmaterial abhängig und vergleichs-

⁵Genauer diejenigen beiden Moden, die jeweils parallel zu einer Hauptachse polarisiert sind und auf die daher die beiden Extrema des Brechungsindex wirken (im Sinne von Gleichungen (2.9) bis (2.12)).

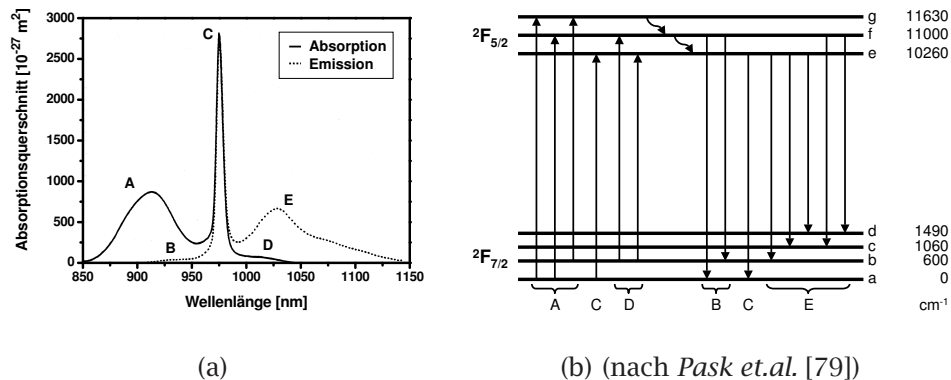


Abbildung 2.9: Ytterbium: (a) Emission- und Absorptionsspektrum des Yb^{3+} -Ions in Germaniumsilikatglas, (b) Termschema

weise⁶ wenig verbreitert [69].

Neodym wurde und wird bevorzugt als aktives Ion eingesetzt, da es sich um ein Vier-Niveau-System mit entsprechend niedriger Laser-Schwelle handelt, der Quantendefekt klein ist und die Emissionswellenlänge mit $1,06 \mu\text{m}$ für praktische Anwendungen günstig liegt. Mit Nd-dotierten Faserlasern konnten Effizienzen im Bereich von 60 % realisiert werden. Die Emissionsbandbreite ist aber vergleichsweise gering und eignet sich somit nicht für die Verstärkung ultrakurzer Pulse. Neben der höheren Effizienz von bis zu 80 % ist dies der Hauptgrund für die technologische Umstellung auf Ytterbium-dotierte Lasermaterialien (siehe hierzu das Diagramm 2.9(a)). Die Emissionswellenlängen liegen im gleichen Bereich (975 bis 1200 nm), die Effizienz ist aufgrund des nochmals kleineren Quantendefekts größer (theoretisch 91 %) und die längere Lebensdauer des oberen Laserniveaus begünstigt gütegeschaltete Anwendungen und senkt den Leistungsanteil der ASE.

Abbildung 2.9(b) zeigt das Termschema von Ytterbium korrespondierend zu den Spektrallinien in 2.9(a). Die zwei durch das Kristallfeld des umgebenden Materials Starkaufgespaltenen Energieniveaus bilden ein Quasi-Drei-Niveau-System. Da keine weiteren relevanten Niveaus existieren, tritt kooperative Upconversion⁷ und Excited-State-Absorption⁸ nicht auf. Nichtstrahlender Zerfall per Mehrphononenanregung und Konzentrationsquenchen durch Energieübertragung von Ion zu Ion wird in Ytterbium aufgrund der großen Energielücke zwischen oberen und unteren Laserniveaus und fehlen-

⁶Beispielsweise zeigt der Titan:Saphir-Laser aufgrund der Vielzahl von Unterniveaus und zugehörigen schwingungsverbreiterten Banden eine Verstärkungsbandbreite von etwa 400 nm [53].

⁷Zwei angeregte Yb^{3+} -Ionen emittieren ein einzelnes Photon im grünen Spektralbereich.

⁸Absorption von Signal- als auch Pumpwellenlängen erfolgt von schon angeregten Energieniveaus aus.

den Zwischenniveaus kaum beobachtet [79]. Nichtsättigbare Verluste durch Lifetime-
quenchen wegen Energieübertragung von Ion zu Verunreinigungen oder Farbzentren
(Photodarkening) können durch Kodotierung mit Aluminium, aber unter Anhebung der
Brechzahl (!), effektiv verhindert werden [30, 56, 78]. Die geringen Verluste und der klei-
ne Quantendefekt begründen die hohe Effizienz des Ytterbiums als aktives Ion. Trotz
der Abschirmung durch die Valenzelektronen sind die elektronischen Übergänge abhän-
gig von der umgebenden Glasmatrix. So variiert die Fluoreszenzlebensdauer des oberen
Laserniveaus von Yb^{3+} ebenso wie die Wirkungsquerschnitte um bis zu 50% mit der
Glaszusammensetzung. Ausgehend von reinen Quarzglasfasern mit 1,5 ms Fluoreszenz-
lebensdauer erreicht man mit hoch Ge-dotierten Glasfasern bis etwa 0,8 ms [79, 80].

Aufgrund der genannten Vorteile kamen in allen Experimenten dieser Arbeit Yb-
dotierte Glasfasern zur Anwendung. Weiterhin wurde immer das Absorptionsmaximum
bei 976 nm (C, siehe obige Graphiken) zum Pumpen mittels entsprechender Laserdioden
genutzt. So konnten Laser und Verstärker am effizientesten gepumpt und möglichst kur-
ze Fasern eingesetzt werden. Die Absorption um 915 nm ist geringer und kann somit für
längere Fasern genutzt werden, welche sich für den längerwelligen Einsatz (Übergänge E)
eignen. Aufgrund der thermischen Besetzung nach der Boltzmann-Verteilung sind die-
se Übergänge im Gegensatz zum Stark-Level b (5,5%) bei Zimmertemperatur nur sehr
schwach besetzt und zeigen das Verhalten eines Vier-Niveau-Systems.

Sowohl in Lasern als auch in optischen Verstärkern wird einfallendes Licht durch
stimulierte Emission verstärkt. Optisches Pumpen regt die aktiven Ionen an, im Term-
schema werden sie aus dem Grundzustand in den Zustand E_3 angehoben, von dem sie
in den oberen Laserzustand E_2 strahlungslos relaxieren. Dieser ist im Allgemeinen durch
die Auswahl des Ions metastabil, hat also eine vergleichsweise lange Lebensdauer. Beim
Übergang in den unteren Laserzustand E_1 wird ein Photon der Frequenz $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ emit-
tiert. Im Drei-Niveau-System ist dies nun der Grundzustand, im Vier-Niveau-System da-
gegen relaxiert das Ion abermals strahlungslos in den Grundzustand E_0 . Das Erreichen
einer Besetzungsinversion als Grundvoraussetzung für die stimulierte Emission ist durch
Pumpen möglich: $N_2 > N_1$ mit N_i als Besetzungszahldichte des entsprechenden Niveaus.

Die theoretische Betrachtung [19, 44] benutzt folgende Bezeichnungen:

| | |
|----------------|--|
| τ_2 | Halbwertszeit des oberen Laserlevels (2) |
| ν_S, ν_P | Signal- und Pumpfrequenz |
| I_S, I_P | Signal- und Pumpintensität in der Faser ($I_x = h\nu_x\Phi_x$) |
| σ_S^e | Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission |
| σ_S^a | Wirkungsquerschnitt der Signalabsorption aus dem |

| | |
|--|---|
| | Grundzustand (GSA) |
| $\gamma_S = \frac{\sigma_S^a}{\sigma_S^e}$ | Verhältnis der Wirkungsquerschnitte |
| $\sigma_P = \sigma_P^e$ | Wirkungsquerschnitt der Pumpabsorption aus dem Grundzustand |

Für $\gamma_S \approx 0$ liegt ein Vier-Niveau-System vor, das ideale (verlustfrei, $\lambda_P = \lambda_S$) Drei-Niveau-System zeichnet sich durch $\gamma_S = 1$ aus. Bei realen Systemen hängt γ von der Wellenlänge λ ab und bewegt sich für den effizient nutzbaren Emissionsbereich zwischen den beiden theoretischen Grenzfällen⁹. Ausgehend von Ratengleichungen für die Besetzungszahldichten N_x und unter Zuhilfenahme von für reale Systeme sinnvollen Näherungen (schnelle Relaxation des oberen Laserniveaus, keine ESA bei Ytterbium) kann man die Verhältnisse in der Faser unter Vernachlässigung der Modenstruktur eindimensional darstellen. So erhält man die Intensitäten der Pump- und Signalstrahlung an der Position z :

$$\begin{aligned} \frac{dI_P}{dz} &= -(\sigma_P N_1 - \sigma_P N_3) I_P \\ \frac{dI_S}{dz} &= \pm (\sigma_S^e N_2 - \sigma_S^a N_1) I_S \end{aligned} \quad (2.26)$$

Je nach Vorzeichen der letzten Gleichung sind Pump- und Signalstrahlung gleichgerichtet (+, *copropagating*) oder propagieren in entgegengesetzter Richtung (–, *counterpropagating*).

Die Schwelle für die Verstärkung, daher für das Erreichen einer effektiven Inversion, wird bei

$$I_P \geq I_{\text{th}} = \gamma_S \frac{h\nu_P}{\sigma_P \tau_2} \quad (2.27)$$

erreicht. Normiert man die Intensitäten mit dieser Schwelle $\hat{I}_x = \frac{I_x}{I_{\text{th}}}$ und führt man das dimensionslose effektive Verhältnis η der Wechselwirkungsquerschnitte der beiden Laserniveaus $\eta = \frac{h\nu_P}{h\nu_S} \frac{\sigma_S^a + \sigma_S^e}{\sigma_P}$, sowie die normierte Sättigungsintensität $\hat{I}_{\text{sat}} = \frac{1 + \gamma_S \hat{I}_P}{\eta}$ ein, so

⁹Das generierte Signal wird andernfalls wieder absorbiert

kann man das System (2.26) mit makroskopischen Größen darstellen:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{I}_P}{dz} &= + \frac{1}{1 + \frac{\hat{I}_S}{\hat{I}_{\text{sat}}}} \frac{1 + \frac{\sigma_S^e h\nu_P}{\sigma_P h\nu_S} \hat{I}_S}{\gamma_S \hat{I}_P + 1} \sigma_P N \hat{I}_P \\ \frac{d\hat{I}_S}{dz} &= \pm \frac{1}{1 + \frac{\hat{I}_S}{\hat{I}_{\text{sat}}}} \frac{\hat{I}_P - 1}{\gamma_S \hat{I}_P + 1} \sigma_S^a N \hat{I}_S \quad . \end{aligned} \quad (2.28)$$

Dieses Gleichungssystem beschreibt auf grundlegendem Niveau das Verhalten eines Verstärkers mit nichtidealem Drei-Niveau-System (charakterisiert durch γ_S). Mit den Grenzfällen $\gamma_S = 0$ und $\gamma_S = 1$ können sowohl Vier- als auch Drei-Niveau-Systeme qualitativ beschrieben werden. ESA, ASE und räumliche Effekte (Modenüberlapp, Energieverteilung in den Moden, Polarisation) wurden vernachlässigt. Die Sättigungsintensität ist bei einem Drei-Niveau-System von der Pumpleistung linear abhängig, in einem Vier-Niveau-System wird diese Größe alleine durch die Eigenschaften der aktiven Ionen festgelegt. Im ersten Fall können die Ionen im unteren Laserniveau wieder angeregt werden, da dies gleichzeitig das Grundniveau ist. Im zweiten Fall äußert sich darin die Unabhängigkeit des Verhältnisses der Besetzungszahldichten der beiden Laserniveaus von den Pumpeigenschaften, bedingt durch die schnelle Relaxation aus dem unteren Laserniveau.

Mit den spektroskopischen Daten von Ytterbium lassen sich typische Werte angeben: Die Schwellintensität für die Inversion liegt im Bereich von 92 MW/m^2 (mit $\sigma_P = 2,4 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ und $\tau_2 = 923 \mu\text{s}$), das effektive Querschnittsverhältnis bei $\eta = 1,7\%$ und somit gilt für die Sättigungsintensität $I_{\text{sat}} \approx 60 I_{\text{th}} \approx 5,3 \text{ GW/m}^2$. Diese Leistungsdichten lassen sich natürlich nur auf kleinen Querschnitten realisieren, wobei diese beim Faserlaserdesign im Gegensatz zu anderen Laserbauformen über sehr lange Wechselwirkungslängen realisiert werden können.

Kleinsignalverstärkung Gewisse Kenndaten von Faserverstärkern können nun anhand der Gleichungen (2.28) definiert werden. Bei sehr kleinen Signalintensitäten ($\hat{I}_S \ll \hat{I}_{\text{sat}}$) wird die Inversion durch den Verstärkungsvorgang nur schwach beeinflusst (homogen invertierte Faser). Die Pumpintensität kann in diesem Fall als konstant über die Faserlänge genähert werden ($\frac{d\hat{I}_P}{dz} \approx 0$). Die Lösungen für beide Ausbreitungsrichtungen gehen dann ineinander über:

$$\hat{I}_S(z) = \hat{I}_S(0) e^{\bar{g}_0 z} \quad . \quad (2.29)$$

Die Intensität wächst also exponentiell mit der Faserlänge z und dem effektivem Kleinsignalkoeffizienten (Gain)

$$\bar{g}_0 = \frac{\hat{I}_p - 1}{\gamma_S \hat{I}_p + 1} \sigma_S^a N \quad (2.30)$$

$$\approx \begin{cases} \sigma_S^a N & \text{für } \gamma_S = 1 \quad (\text{Drei-Niveau}) \\ \hat{I}_p \sigma_S^a N & \text{für } \gamma_S = 0 \quad (\text{Vier-Niveau}) \end{cases} \quad (2.31)$$

an. Die Näherungen für \bar{g}_0 gelten für sehr große Pumpintensitäten $\hat{I}_p \gg 1$. Das untersuchte Drei-Niveau-System von Ytterbium zeigt in dieser Approximation keine Abhängigkeit von der Pumpleistung. Als Kennzahl für einen Verstärker gibt man in der Praxis die resultierende Kleinsignalverstärkung

$$G_0 = \frac{I_S(L)}{I_S(0)} = e^{\bar{g}_0 L} \quad (2.32)$$

logarithmisch in dB an.

Die numerische oder die genauere analytische Diskussion der Kleinsignalverstärkung zeigt, daß in einem realen Drei-Niveau-System die Verstärkung G_0 bei fester Pumpintensität nicht exponentiell von der Faserlänge L abhängt. Wie in Abbildung 2.10 gezeigt, wird die Verstärkung erst mit zunehmender Länge ansteigen und ab einem bestimmten Wert der Faserlänge wieder sinken, da bei einer zu langen Faser die Pumpleistung nicht für die Invertierung der gesamten Faser ausreicht und so es auch zur Reabsorption des Signals in einem ungenügend gepumpten Faserende kommen kann. Entsprechend existiert eine optimale Länge L_{opt} für eine gegebene Faser und eine bestimmte Pumpleistung, bei der die Pumpleistung am Ende der Faser gerade die Dämpfung durch Inversion egalisiert (Faser ist transparent) [1]: $I_p(L) = I_{\text{th}}$. L_{opt} muß durch numerische Simulation der Pumplichtverteilung über die Faserlänge [33] oder experimentell durch Zurückschneiden der Faser gewonnen werden.

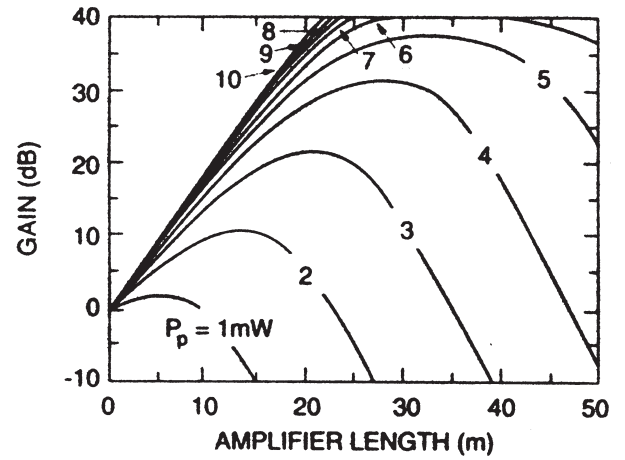


Abbildung 2.10: Verstärkung in Abhängigkeit von der Faserlänge bei verschiedenen Pumpleistungen [33]

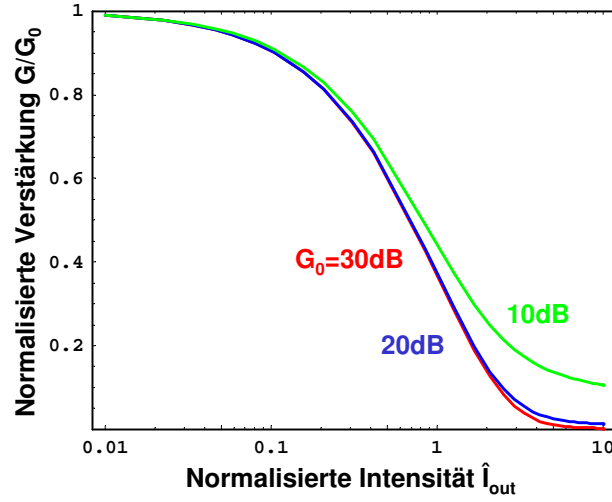


Abbildung 2.11: Abhängigkeit der normierten Verstärkung $\frac{G}{G_0}$ von der Signalleistung $\frac{P_S(L)}{P_{\text{sat}}}$ (entspricht $\frac{\hat{I}_S(L)}{\hat{I}_{\text{sat}}}$) für verschiedene G_0 ; [1], S.478

Großsignalverstärkung Bei hinreichend großer Signalintensität ($\hat{I}_S \gg \hat{I}_{\text{sat}}$) ist die Näherung $(1 + \frac{\hat{I}_S}{\hat{I}_{\text{sat}}})^{-1} \approx \frac{\hat{I}_{\text{sat}}}{\hat{I}_S}$ möglich. Eingesetzt in (2.28) und mit $\frac{d\hat{I}_P}{dz} = 0$ grob abgeschätzt, ergibt sich für die Großsignalverstärkung:

$$\hat{I}_S(z) = \pm \left(\frac{\hat{I}_P - 1}{\eta} \sigma_S^a N z + \hat{I}_S(0) \right) \quad (2.33)$$

$$G_0 = \frac{\hat{I}_P - 1}{\eta \hat{I}_S(0)} \sigma_S^a N z + 1 \quad (2.34)$$

Die Signalintensität wächst in diesem Fall nur linear mit z . Die Verstärkung ist aufgrund der Sättigung um den Sättigungsfaktor kleiner als bei der Kleinsignalverstärkung. Der Übergang zwischen beiden Fällen ist in 2.11 dargestellt. Dies ist die Ursache dafür, daß zum Beispiel Kleinsignalverstärker für Telekommunikationsanwendungen mit einer Verstärkung im Bereich um 35 dB angeboten und Leistungsverstärker mit hoher Ausgangsleistung, wie die in dieser Arbeit realisierten, nur Verstärkungen von 15...20 dB aufweisen.

Durch die grobe Näherung ist weiterhin die Abhängigkeit des Verstärkungsvorgangs von der Ausbreitungsrichtung in der Faser unterschlagen worden. Im Experiment zeigt sich, daß für die Großsignalverstärkung die counterpropagating-Konfiguration von Vorteil ist, da so die höhere Inversionsdichte am Ende der Faser (bezüglich des Signals) und damit eine höhere gesättigte Verstärkung erreicht werden kann. Für kleine Signalleistungen ist im Gegensatz dazu der copropagating-Aufbau von Vorteil, da so die Rauschan-

teile am Ausgang kleiner sind, weil das Signal durch die höhere Inversion am Eingang stärker verstärkt wird und somit den Signal-Rausch-Abstand vergrößern wird.

Verstärkerrauschen, ASE Die Verstärkung eines Signals sollte dieses abgesehen von der Leistung so wenig wie möglich beeinflussen. Allerdings werden durch die Verstärkung immer neue (Amplituden-)Rauschkomponenten hinzugefügt – das Signal-Rauschverhältnis (SNR) vergrößert sich. Ursächlich dafür sind: zusätzliches Einkoppeln von Quantenrauschen durch den Verstärkeraufbau (fundamentale Grenze), Kopplung externer Rauschquellen durch Akustik, Temperatur und Pumpdioden und als bedeutenste Quelle die verstärkte Spontanemission. Quantenrauschen ist per Definition weißes Rauschen, füllt daher gleichmäßig das Frequenzspektrum und kann nicht unterdrückt werden. Die genannten externen Rauschquellen sind technisches Rauschen und können entsprechend vermieden werden, in dem sie auf deren fundamentalen Grenzen abgesenkt werden, beziehungsweise deren Kopplung gedämpft wird (thermische und akustische Isolierung, Fixierung der Faser, rauschunterdrückte Pumpdioden). Die ASE kann im Bereich des Verstärkungsprofils als weißes Rauschen betrachtet werden und stellt die intrinsische Rauschquelle eines optischen Verstärkers dar.

Diese Effekte werden im Rauschfaktor $F_N = \frac{\text{SNR}_{\text{in}}}{\text{SNR}_{\text{out}}}$ als Verhältnis von Eingangs- und Ausgangsrauschverhältnis SNR_i quantitativ zusammengefaßt. Die Werte beziehen sich dabei auf die mit einem Photodetektor gemessenen elektrischen Rauschleistungen. Unter der Annahme eines idealen Empfängers und eines optischen Verstärkers mit der Verstärkung G gilt $P_{\text{out}} = GP_{\text{in}}$ und man erhält nach [1]:

$$\text{SNR}_{\text{in}} = \frac{\langle I_{\text{in}} \rangle^2}{\sigma_{\text{in}}^2} = \frac{(RP_{\text{in}})^2}{2eRP_{\text{in}}\Delta f} = \frac{P_{\text{in}}}{2h\nu\Delta f} \quad (2.35)$$

$$\text{SNR}_{\text{out}} = \frac{\langle I_{\text{out}} \rangle^2}{\sigma_{\text{out}}^2} = \frac{(RGP_{\text{in}})^2}{\sigma_{\text{out}}^2} \approx \frac{GP_{\text{in}}}{4S_{\text{ASE}}\Delta f} \quad (2.36)$$

sowie daraus folgend

$$F_N = 2n_{\text{ASE}} \frac{G-1}{G} \approx 2n_{\text{ASE}} \quad . \quad (2.37)$$

Die $\langle I_i \rangle$ und σ_i sind dabei die zeitlich gemittelten Photoströme und die zugehörigen Rauschverteilungen, $R = \frac{e}{h\nu}$ die Response eines idealen Empfängers auf ein Photon mit der Frequenz ν , e die Elementarladung, Δf die Bandbreite des Detektors, $S_{\text{ASE}}(\nu) = (G-1)n_{\text{ASE}}h\nu$ die spektrale Dichte der spontanen Emission und $n_{\text{ASE}} = \frac{N_2}{N_2-N_1}$ der Besetzungsinversionsfaktor (oder SE-Faktor). Für ein Vier-Niveau-System ist n_{ASE} gleich eins

($N_1 \ll N_2$) und für ein Drei-Niveau-System nach oben nicht begrenzt (an der Schwelle $N_1 \lesssim N_2$). Die spontane Emission führt als zufälliger Prozeß aufgrund der bestehenden Inversion daher zu einzelnen mit $S_{\text{ASE}}(\nu)$ verteilten Photonen. Durch Verstärkung dieser Photonen entstehen zusätzliche Fluktuationen der Ausgangsleistung – ASE. In (2.36) wurde nur die ASE als Rauschquelle betrachtet, speziell die Näherung $\sigma_{\text{out}}^2 \approx 4 R G P_{\text{in}} R S_{\text{ASE}} \Delta f$ vernachlässigt zusätzlich das Detektorrauschen $\sigma_{\text{Det}}^2 = 2e R G P_{\text{in}} \Delta f$ (zulässig für $G \gg 1$). Der Rauschterm entsteht durch die kohärente Überlagerung der (verstärkten) Spontanemission mit dem verstärkten Signal am Empfänger, welcher diese Schwebung aufnimmt. Dies entspricht einer Heterodyn-Detektion.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß die minimale Rauscherhöhung mit dem Rauschfaktor 2 beziehungsweise 3 dB einhergeht (2.37), typische Werte liegen allerdings bei 6–8 dB [1]. Weiterhin erkennt man, daß der Rauschfaktor F_N proportional mit dem Besetzungsinversionsfaktor n_{ASE} skaliert. Dies führt dann zu dem im vorhergehenden Abschnitt angeführten Vorteil von copropagating-Konfigurationen für kleine Signale.

2.3 Nichtlineare Effekte

2.3.1 Stimulierte Brillouin-Streuung

Neben den Begrenzungen eines schmalbandigen Verstärkersystems durch das eingesetzte Faserdesign tritt als fundamentales Limit die stimulierte Brillouin-Streuung auf. Der Effekt tritt in allen Materialien und deren Aggregatzuständen in unterschiedlichem Maße auf, so daß er auch beim Weitertransport des verstärkten Signals beachtet werden muß. Stimulierte Brillouin-Streuung kann dem (verstärkten) Signal beträchtlich Energie (bis

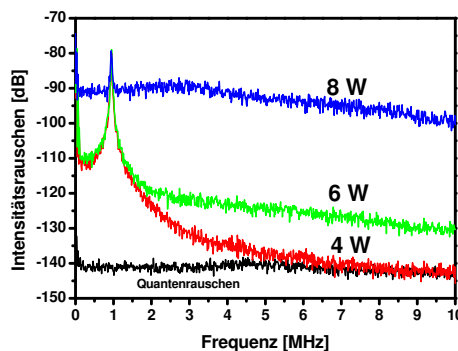


Abbildung 2.12: Ansteigen des Amplitudenrauschens beim Erreichen der Brillouin-Schwelle eines schmalbandigen Verstärkers ($P_S^{\text{krit}} > 4 \text{ W}$)

zu 90%, [88]) entziehen. Dabei tritt eine Frequenzkonversion mit kleiner Verschiebung

auf und die gestreute Welle breitet sich in entgegengesetzter Richtung aus. Dies führt für schmalbandige Signale in einem gegebenem Medium zu einer Begrenzung der Intensität. Die rückwärtsgerichtete Ausbreitung erfordert Schutzmaßnahmen für die Seed- und Pumpquellen gegen Beschädigung und Destabilisierung der Emissionseigenschaften, kann aber andererseits zur Realisierung von phasenkonjugierenden Spiegeln verwendet werden [42, 87]. Weiterhin führt die Überlagerung der gegenläufigen Wellen bei sehr nahe beieinanderliegenden Frequenzen in einem Verstärker zu parasitären Amplitudenfluktuationen (siehe Abbildung 2.12).

Bei der Brillouin-Streuung handelt es sich um die Wechselwirkung zwischen dem eingekoppelten und verstärkten elektromagnetischen Feld und akustischen Wellen im Medium. Aus dem immer auftretenden (spontanen) inelastischen und kohärenten Stoßprozeß zwischen den Photonen des Signals und akustischen Phononen mit erzeugtem frequenzverschobenem Stokes-Photon kann sich durch kohärente Überlagerung der Übergang zum stimulierten Streuprozeß vollziehen. Dafür sind entsprechend große Intensitäts-Wechselwirkungslängen-Produkte notwendig.

Wechselwirkung von Strahlung und akustischen Phononen

Ausgehend von einer in einem Medium propagierenden Welle mit der Frequenz ν_s betrachten wir theoretisch die für die Verstärkung schmalbandiger Signale wichtigen Eigenschaften der SBS. Werden durch Elektrostriktion (mechanische Deformierung durch ein anliegendes elektrisches Feld) akustische Wellen erzeugt, so spricht man bei der gestreuten Welle von der Stokes-Welle. Existieren gegebenenfalls zum Beispiel in Form von thermischem Rauschen schon akustischen Anregungen im Medium und das Signal wird an ihnen gestreut, so wird die gestreute Welle als Anti-Stokes-Welle bezeichnet.

Die akustische Welle (Index A) ruft durch den elastooptischen Effekt eine periodische Brechungsindexmodulation hervor, an der die Signal-Welle (Index S) gestreut wird. Das Brechungsindexgitter bewegt sich dabei mit der Schallgeschwindigkeit im Medium c_A fort. Die (Anti-)Stokes-Welle (Index St) hat aufgrund des Doppler-Effektes dann eine (höhere) geringere Frequenz ν_{St} als das Signal¹⁰. Zusätzlich muß während des Streuvor-

¹⁰Um Eindeutigkeit im Zusammenhang mit Faserverstärkern zu erreichen, wird in dieser Arbeit von der in der Literatur geläufigen Notation abgewichen. Normalerweise bezeichnet man die Stokes-Welle als Signal und das Signal als Pumpe.

gangs die Impulserhaltung gelten:

$$\nu_{St} = \nu_S - \nu_A \quad (2.38)$$

$$\vec{k}_{St} = \vec{k}_S - \vec{k}_A \quad , \quad (2.39)$$

\vec{k} bezeichnet den jeweiligen Wellenzahlvektor und ν die entsprechende Frequenz. Wegen des geringen Energieübertrags auf die akustische Welle ist die Näherung $|\vec{k}_S| \approx |\vec{k}_{St}|$ gerechtfertigt. Damit ergibt sich die Dispersionsrelation

$$\begin{aligned} \nu_A &= \frac{1}{2\pi} |\vec{k}_A| c_A \\ &= \frac{1}{2\pi} |\vec{k}_S| c_A 2 \sin \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (2.40)$$

für diese Welle. θ ist der Winkel zwischen Signal- und Stokes-Welle [1]. In Fasern vernachlässigt man häufig die kleinen auftretenden Winkel¹¹ und benutzt ein eindimensionales Modell.

Gegenläufig zur Signalwelle ($\theta = \pi$, antiparallel) wird eine Stokes-Welle mit maximaler Frequenzverschiebung (Brillouin-Shift) ν_B erzeugt. In Vorwärtsrichtung ($\theta = 0$, parallel) findet dann nach (2.40) kein Energieübertrag auf die akustische Welle statt, es entsteht keine Stokeswelle.

Aufgrund thermischer und mechanischer Einflüsse tritt bei geeignetem Faserdesign¹² trotzdem schwach Brillouinstrahlung in Vorwärtsrichtung auf (GAWBS – guided acoustic wave Brillouin scattering) [83]. In Vorwärtsrichtung ist dann das akustische Modenspektrum in der Stokes-Welle beobachtbar [89].

Der Übergang zum stimulierten Fall erfolgt durch kohärente Überlagerung verschiedener gestreuter Wellen und der zunehmenden induzierten Streuung der Signalwelle, wobei weitere kohärente Wellenanteile erzeugt werden. In der Faser geht dies einher mit der geschilderten Einengung des Streuwinkels auf die Rückwärtsrichtung. Beide Vorgänge sind qualitativ in Abbildung 2.13 zu finden.

Der Brillouin-Shift ν_B in rückwärtiger Richtung ergibt sich daher aus (2.39) und (2.40) zu

$$\nu_B = \nu_A = \frac{2n_1 c_A}{\lambda_S} \quad , \quad (2.41)$$

¹¹Zwischen Ausbreitungsrichtung und Faserachse treten nur durch mikro- und makroskopische Krümmungen der Faser und in Multimode-Kernen Winkel auf.

¹²Für die Verhältnisse der Schallgeschwindigkeiten in der Faser muß $c_A^{\text{Kern}} < c_A^{\text{Mantel}}$ gelten.

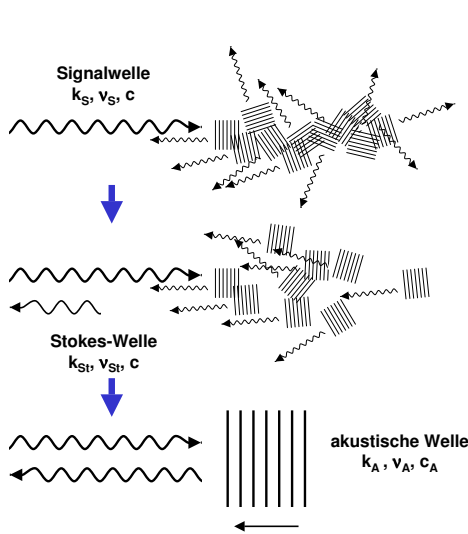


Abbildung 2.13: Übergang von der spontanen zur stimulierten Brillouin-Streuung in einer Faser

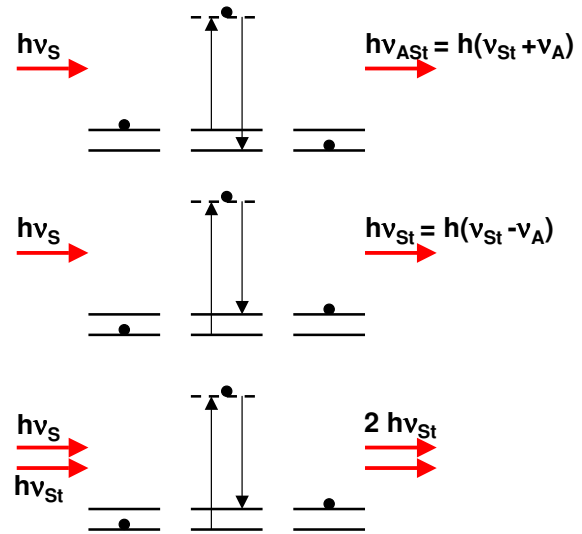


Abbildung 2.14: Korpuskuläre Darstellung der Brillouin-Streuung. gestrichelt: virtuelles, angeregtes Niveau, durchgezogen: akustische Niveaus (nach [6])

da $|\vec{k}_S| = \frac{2\pi n_1}{\lambda_S}$. n_1 ist dabei der Brechungsindex der Faser im Kern und λ_S die Wellenlänge des Signals.

Im Photonenbild ist die Unterdrückung der Vorwärtsstreuung und der Übergang zur stimulierten Streuung viel klarer zu erkennen: Anschaulich sind in Abbildung 2.14 die spontane Anti-Stokes-, spontane und stimulierte Stokes-Erzeugung jeweils vor, während und nach dem Stoßvorgang dargestellt. Die thermische Anregung eines akustischen Phonons als Voraussetzung für einen Anti-Stokes-Prozeß kann dabei als Zwei-Niveau-System betrachtet werden. Die Wahrscheinlichkeit für Stokes- (W_S) und Anti-Stokes-Prozesse (W_{AS}) erhält man dann durch die Boltzmann-Verteilung (k_B – Boltzmann-Konstante, T – Temperatur, ω_A – Kreisfrequenz des Phonons)

$$\frac{W_{AS}}{W_S} = e^{-\frac{\hbar\omega_A}{k_B T}}, \quad (2.42)$$

da die Wahrscheinlichkeiten direkt proportional zur Bevölkerung der beiden Niveaus sind. Im Falle der Brillouin-Streuung bedeutet dies, daß wegen der kleinen Energien und somit niedrigen Frequenzen akustischer Phononen Stokes-Prozesse stark bevorzugt sind. Der Übergang von der spontanen zur stimulierten Streuung läßt sich wie folgt erklären [98]. Die zeitliche Entwicklung der Anzahl der Signal- m_S und Stokes-Photonen

m_B ist proportional zu diesen Anzahlen:

$$\frac{dm_B}{dt} = \frac{c}{n} \frac{dm_B}{dz} \propto m_S(m_B + 1) \quad (2.43)$$

mit c/n als Lichtgeschwindigkeit im Medium. Die spontane Streuung ist als Vakuumzustand $m_B = 0$ zu erklären, stimulierte Streuung tritt bei hohen Stokes-Photonendichten ($m_B \gg 1$) auf:

$$m_B = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{c}{n} \frac{dm_B}{dz} \propto m_S \quad \Rightarrow \quad m_B \propto m_S z \quad (2.44)$$

$$m_B \gg 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{c}{n} \frac{dm_B}{dz} \propto m_S m_B \quad \Rightarrow \quad m_B \propto e^{m_S z} \quad (2.45)$$

Die Photonenanzahlen können als Intensitäten I interpretiert werden; für eine konstante Signalintensität I_S über die Faserlänge folgt für die spontane Streuung aus (2.44) eine lineare und aus (2.45) für den stimulierten Fall eine exponentielle Entwicklung der Stokes-Intensität mit der Faserlänge.

Verstärkung und Leistung

Dieses Anwachsen der Stokes-Welle wird durch den Verstärkungskoeffizienten $g_B(\nu)$ (Brillouin-Gain) beschrieben. Dessen spektrales Verhalten hängt nur von der Halbwertszeit der Dämpfung der Phononen T_A ab. Nimmt man daher einen gedämpften zeitlichen Verlauf der Wechselwirkung nach e^{-t/T_A} an, so ergibt sich ein spektrales Lorentz-Profil [1]

$$g_B(\nu) = \frac{(\frac{\Delta\nu_B}{2})^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\frac{\Delta\nu_B}{2})^2} g_B(\nu_B) \quad (2.46)$$

mit der Halbwertsbreite $\Delta\nu_B = \frac{1}{\pi T_A}$ (FWHM)¹³. Das Maximum ergibt sich nach [100] zu

$$g_B(\nu_B) = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c \lambda_S^2 \rho_0 c_A \Delta\nu_B} \quad (2.47)$$

p_{12} ist hierbei der elastooptische Koeffizient in longitudinaler Richtung und ρ_0 die Masendichte des Glases. Experimente zeigen, daß $\Delta\nu_B$ in guter Näherung eine λ_S^{-2} -Abhängigkeit aufweist. g_B besitzt also wegen Formel (2.47) nur eine sehr schwache Dispersion. Die Annahme des Lorentz-Profiles (2.46) ist nur für den Gleichgewichtszustand im

¹³Full Width at Half Maximum – volle Breite bei halbem Wert des Maximums

Verstärker und für Dauerstrich- oder Quasi-Dauerstrich-Signale mit Bandbreiten kleiner als die Brillouin-Bandbreite $\Delta\nu_B$ gültig. Liegen die Pulsdauern des Signals im Bereich der Phononenlebensdauer $T_B \approx 15$ ns, so kann die Wechselwirkung zwischen Signal und akustischer Welle nicht mehr statisch behandelt werden. Bei Signalbandbreiten $\Delta\nu_S > \Delta\nu_B$ treten inkohärente Teile in der Stokes-Welle auf, die nicht mehr gemeinsam am stimulierten Prozeß teilnehmen. Entsprechend verringert sich der effektive Brillouin-Gain mit dem Bandbreitenverhältnis (bei gleicher Linienformfunktion des Signals) [1, 103]:

$$\tilde{g}_B(\nu_A) = \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_S} g_B(\nu_B) \quad . \quad (2.48)$$

Zur Übersicht seien hier typische Werte für Fasern angegeben, welche je nach Glaskompositionen aber deutlich abweichen können:

| | λ_S | [μm] | 1,06 | 1,55 |
|------------------|---------------|----------------------|----------------------------|------|
| Brillouin-Shift | ν_B | [GHz] | 16,5 | 11,1 |
| spektrale Breite | $\Delta\nu_B$ | [MHz] | 35 | 17 |
| Brillouin-Gain | $g_B(\nu_B)$ | [m/W] | $2 \dots 5 \cdot 10^{-11}$ | |
| | c_A | [km/s] | 5,96 | |
| | p_{12} | [1] | 0,27 | |
| | ρ_0 | [kg/m ³] | 2200 | |

Die in Formel (2.43) angedeutete Entwicklung der Felder kann nun für die Leistungen wie folgt formuliert werden (Einkopplung des Signals bei $z = 0$):

$$\begin{aligned} \frac{dP_S}{dz} &= -\alpha_S P_S - \frac{\nu_S}{\nu_B} g_B P_S P_B \\ \frac{dP_B}{dz} &= \alpha_B P_B - g_B P_S P_B \quad . \end{aligned} \quad (2.49)$$

Für die Betrachtung passiver Fasern reicht dieses System aus und kann aufgrund der kleinen Brillouin-Verschiebung weiter vereinfacht werden ($\frac{\nu_S}{\nu_B} \approx 1$ und $\alpha_B \approx \alpha_S \stackrel{!}{=} \alpha$). *Smith* [94] fand für die kritische Leistung $P_S^{\text{krit}}(0)$, für die $P_B(0) = P_S(L)$ (L - Faserlänge) gilt, die Näherungsformel

$$P_S^{\text{krit}} = 21 \frac{A_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}} b \quad . \quad (2.50)$$

b variiert abhängig von den Polarisationsseigenschaften von Signal und Stokes über die Faserlänge zwischen 1 und 2 - für zufällig polarisiertes Licht tritt $b = 2$ ein.

$A_{\text{eff}} = \frac{\pi}{4} (\text{MFD})^2$ ist der effektive Kernquerschnitt und

$$L_{\text{eff}} = \frac{1}{|\alpha|} (1 - e^{-|\alpha|L}) \quad (2.51)$$

die effektive Faserlänge.

Da die stimulierte Streuung imstande ist, die Energie sehr effektiv von der Signal- zur Brillouin-Welle zu konvertieren, können auch Wellen höherer (n -ter) Ordnung auftreten, die ihre Energie aus der Brillouin-Welle der jeweils vorhergehenden ($(n-1)$ -ten) Ordnung beziehen. Entsprechend ist das Differentialgleichungssystem (2.49) zu modifizieren.

Für die untersuchten Verstärker ist das System ebenfalls zu erweitern [10]:

$$\begin{aligned} \frac{dP_P}{dz} &= -((\sigma_P^e + \sigma_P)n_2 - \sigma_P)N_0\Gamma_P P_P + \alpha_P P_P \\ \frac{dP_S}{dz} &= ((\sigma_S^e + \sigma_S^a)n_2 - \sigma_S^a)N_0\Gamma_S P_S - \alpha_S P_S - g_B\Gamma_N P_S(P_B + P_N) \\ \frac{dP_B}{dz} &= -((\sigma_B^e + \sigma_B^a)n_2 - \sigma_B^a)N_0\Gamma_B P_B + \alpha_B P_B - g_B\Gamma_N P_S(P_B + P_N) \quad \text{mit} \quad (2.52) \\ n_2 &= \frac{\sum_i \sigma_i^a \frac{\Gamma_i P_i}{Ah\nu_i}}{\frac{1}{\tau_2} + \sum_i (\sigma_i^e + \sigma_i^a) \frac{\Gamma_i P_i}{Ah\nu_i}}. \end{aligned}$$

Diese Gleichungen berücksichtigen die Verstärkung (Index P bezeichnet die Pumpstrahlung, $\sigma_i^{e,a}$ – Emissions- und Absorptionsquerschnitte, n_2 – Inversion und N_0 – Anzahl-dichte der aktiven Ionen) von Signal und Stokes, die Sättigung der Verstärkung, das Faserdesign einer Double-Clad-Faser (Γ_i – jeweiliger Modenüberlapp mit dem dotierten Bereich) und den spontanen Streuanteil $(g_B\Gamma_N P_N)^{14}$. Darüber hinaus bezeichnen A den Kernquerschnitt und τ_2 die Lebensdauer des oberen Laserniveaus. Für dieses System wurden bisher keine analytischen Lösungen angegeben und die numerische Behandlung wird dadurch erschwert, daß es sich um kein Anfangs- sondern ein Randwertproblem handelt. Die Gleichungen sind sowohl nichtlinear als auch numerisch steif, eine beispielhafte Lösung zeigt Abbildung 2.15.

Für eine Abschätzung des Verstärkungseinflusses kann aber die Gleichung (2.51) benutzt werden. Aus der Seed-Leistung P_{Seed} und einer fiktiven Ausgangsleistung P' wird der nötige Gain und die resultierende effektive Länge L_{eff} berechnet. Mit dieser wird die entsprechende Brillouin-Schwelle P'_B nach (2.50) berechnet. Bei maximaler Ausgangslei-

¹⁴ P_N ist hierbei die Leistung eines einzelnen gestreuten Photons $P_N = h\nu_B\Delta\nu_B$

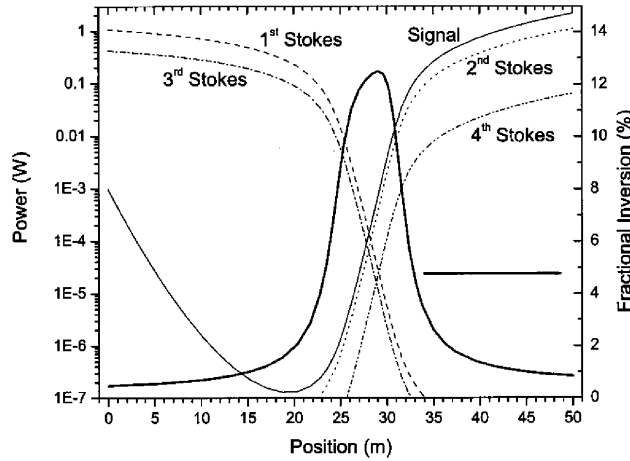


Abbildung 2.15: Signal- und Stokes-Leistungen und Inversion in einem mit 10 W gepumpten (von rechts) Verstärker, Seed von links [10]

stung ohne SBS muß

$$P' \leq P'_B \quad (2.53)$$

$$= 21 \frac{A_{\text{eff}}}{g_B L_{\text{eff}}(P')} \quad (2.54)$$

gelten. Diese Gleichung besitzt physikalisch sinnvolle Lösungen nur im negativen Ast der Lambert'schen Funktion W , die direkte Berechnung ist wegen der nichtanalytischen Funktion erschwert. Durch iterative Erhöhung von P' und Berechnung von P'_B kann die Lösung der Gleichung (2.53) aber näherungsweise bestimmt werden.

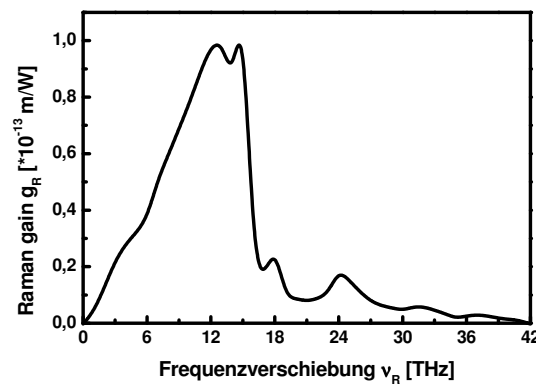


Abbildung 2.16: Spektrum des Raman-Gainkoeffizienten $g_R(\nu)$ in Quarzglas, Signalwellenlänge $\lambda_S = 1,06 \mu\text{m}$ [1]

2.3.2 Stimulierte Raman-Streuung

Neben der inelastischen Streuung an akustischen Phononen ist auch die Wechselwirkung des Signals mit optischen Phononen möglich, die stimulierte Raman-Streuung (SRS). Die theoretische Betrachtung hält sich sehr nah an der der SBS. Die wesentlich höhere Phononenenergie führt dazu, dass die Frequenzverschiebung, der Raman-Shift, entsprechend größer ist; das Maximum der Verschiebung liegt in Quarzglas bei 13 THz für $\lambda_S = 1,06 \mu\text{m}$. Im Gegensatz zum korrespondierenden Brillouin-Gain ist der Raman-Gain g_R mit 40 THz (Quarzglas) sehr breit, wie Abbildung 2.16 zeigt. Ebenso wie bei SBS ist es möglich, mehrere Raman-Prozesse zu kaskadieren und so höhere Ordnungen zu beobachten [98]. Das beschreibende Gleichungssystem analog zu (2.49) sieht folgendermaßen aus (oberes Vorzeichen Vorwärts-, unteres Rückwärtsstreuung):

$$\begin{aligned} \frac{dP_S}{dz} &= -\alpha_S P_S - \frac{\nu_S}{\nu_R} g_R P_S P_R \\ \frac{dP_R}{dz} &= \mp \alpha_R P_R \pm g_R P_S P_R \quad . \end{aligned} \quad (2.55)$$

Wie auch im vorherigen Abschnitt kann man eine Abschätzung für die Raman-Schwelle, bei der SRS einsetzt ($P_S^{\text{krit}}(0) = P_R(L)$), gewinnen [1]:

$$P_S^{\text{krit}} = 16 \frac{A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}} b \quad . \quad (2.56)$$

b charakterisiert wieder den Polarisationszustand. Für rückwärtsgerichtete SRS erhält man den Koeffizienten 20; diese hat also eine systematisch höhere Schwelle und tritt daher praktisch nicht auf.

Im kontinuierlichen Betrieb tritt bei schmalbandigen Signalen ($\Delta\nu_S \approx \Delta\nu_B$) stimulierte Raman-Streuung nicht in Erscheinung, da der Raman-Gain in Quarzglas etwa 10^{-13} m/W beträgt, somit viel kleiner als der Brillouin-Gain ist und daher die Schwelle für SRS wesentlich höher liegt. Resultierend aus dem Bandbreiten-abhängigen Brillouin-Gain verschiebt sich dieses Bild im gepulsten Betrieb mit größeren Signalbandbreiten aber zugunsten der Raman-Streuung und dominiert bei Bandbreiten-limitierten kurzen Pulsen mit Pulsdauern unterhalb einiger Nanosekunden. Speziell dabei müssen die unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeitsdispersionen ν_g der Signal- und Stokes-Welle beachtet werden. Die zugehörigen Pulse mit der Pulsdauer τ können nur innerhalb des Durchlau-

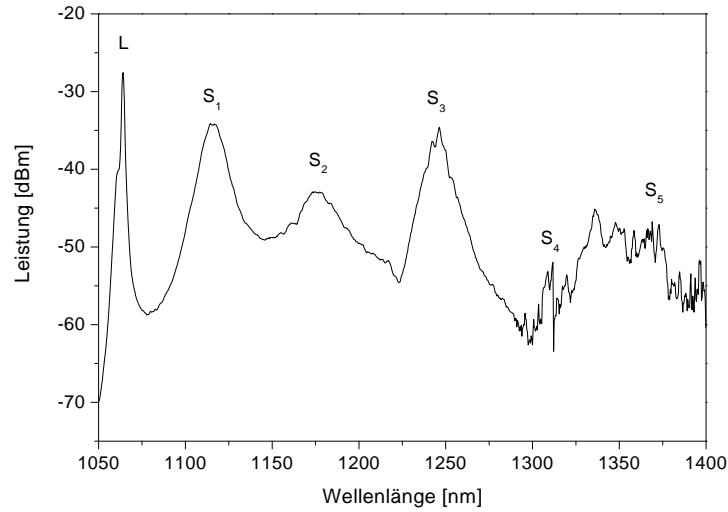


Abbildung 2.17: Spektrum eines Verstärkers mit SBS (L) mit fünf angeregten Raman-Stokes-Ordnungen ($S_1 \dots S_5$)

fens der walk-off-Länge L_W ,

$$L_W = \frac{\tau}{|\nu_{gS}^{-1} - \nu_{gR}^{-1}|} \quad , \quad (2.57)$$

Energie austauschen, demzufolge muß dann in (2.56) nicht L_{eff} sondern L_W eingesetzt werden.

Wie in [40, 44] beschrieben, können die durch Brillouin-Streuung hervorgerufenen Amplitudeninstabilitäten (Energiefluktuationen zwischen Signal- und Brillouin-Welle) in Form von Pulsen auf einem starken cw-Untergrund die Raman-Schwelle überschreiten. Ein solches Spektrum zeigt Abbildung 2.17. In diesem Regime tritt die stimulierte Raman-Streuung dann dauerhaft in Erscheinung und beeinträchtigt den Verstärkerbetrieb durch Energietransfer zusätzlich zur SBS.

Kapitel 3

Lineare Verstärkung eines schmalbandigen optischen Signals

Schwerpunkt dieser Arbeit ist es, ein einfrequentes optisches Signal mit hoher Ausgangsleistung direkt bereitzustellen. In diesem Zusammenhang verstehen wir unter einem ein-frequenten Signal eine grundmodige optische Welle mit definierter linearer Polarisierung, sehr geringer Bandbreite bei einer festen Wellenlänge.

Die natürliche Linienbreite eines Lasers [86] wird durch Effekte im Lasermedium und durch Eigenschaften des Resonators verbreitert. Hinzu kommt eine Erhöhung der effektiven Bandbreite durch das Auftreten höherer Moden. Aufgrund des großen Querschnitts des aktiven Mediums klassischer Gas-, Farbstoff- und Festkörperlaser treten transversale Moden simultan im Laserbetrieb auf. Selektiv können Verluste für höhere Transversalmoden mittels geeigneter Modenblenden erzielt werden. Zur Auswahl von longitudinalen Moden existieren eine Vielzahl von Methoden und Bauarten von Lasern: Distributed Feedback (DFB), Distributed Bragg Reflector (DBR), Hybridresonatoren, Etalons und sättigbare Absorber im Resonator und die Vergrößerung des Modenabstandes über die Verstärkungsbandbreite hinaus (Verkürzung des Resonators). Desweiteren treten in homogen verbreiterten Lasermedien longitudinale Moden nicht auf, wenn räumliches Lochbrennen verhindert wird, da sie um die durch das Pumpen erzeugte Besetzungsinversion „konkurrieren“ (mode competition).

Durch das Einfügen polarisationsabhängiger Verluste in den Resonator lässt sich weiterhin sehr einfach der Polarisationszustand der Emission festlegen. Die typische Methode ist dabei das Anordnen von optischen Bauteilen im Brewster-Winkel oder in Kombination mit Wellenlängenselektion der Lyot-Filter.

Diese Methoden sind mehr oder minder aufwendig zu realisieren und führen auch zu

Leistungsverlusten der Grundmode. Somit eignen sie sich nicht für den Hochleistungsbetrieb. Kommerziell erhältlich sind so zum Beispiel stabilisierte He-Ne-Laser, die relative spektrale Langzeitstabilitäten $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ von 10^{-11} , aber nur wenige Milliwatt Ausgangsleistung erreichen. Argon-Ionenlaser erreichen dagegen Leistungen im Bereich bis 10 W, weisen aber nur relative spektrale Stabilitäten von etwa 10^{-9} auf. Ähnliche und bessere Ergebnisse (10^{-15} [107]) sind auch mit Festkörperlasern, stabilisiert auf atomare Übergänge oder ultrastabile Kavitäten, möglich. Allerdings sind diese Systeme nicht breit auf dem Markt verfügbar. Als Ausweg aus diesem Dilemma bietet sich die Nachverstärkung des Signals eines leistungsschwachen hochstabilen Lasers (Seed) an. Durch funktionale Trennung in Signalerzeugung und Verstärkung wird auch das weitere Optimieren des Aufbaus vereinfacht.

Um die Strahlungseigenschaften des Seed-Lasers nicht übermäßig zu beeinträchtigen, sind dabei an den Verstärker folgende Anforderungen zu stellen:

1. Rauscharmut,
2. geringe Verbreiterung des Signals,
3. gute Strahlqualität und
4. hohe Verstärkung.

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Bauformen von optischen Verstärkern für schmalbandige Signale kurz umrissen und der derzeitige Leistungsstand demonstriert. Es folgen Überlegungen zur Verstärkung und beginnend mit der Vorstellung der benutzten Seed-Quelle die Darstellung der durchgeführten Experimente.

3.1 Verschiedene Methoden für die schmalbandige Verstärkung

Um die eben genannten Ansprüche zu erfüllen, wurden in der Vergangenheit die typischen Verstärkeraufbauten benutzt und angepaßt. Die Vor- und Nachteile sowie Ergebnisse sollen hier kurz dargestellt werden. Die Beispiele für die schmalbandige Verstärkung kommen zu einem großen Teil aus der Entwicklung von Strahlquellen für die interferometrische Gravitationswellendetektion.

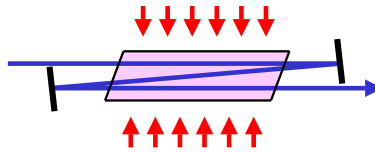


Abbildung 3.1: Multi-Pass-Verstärker im slab-Design; Signal blau, Pumpstrahlung rot

3.1.1 Festkörperbasierte Single- und Multi-Pass-Systeme

In festkörperbasierten Systemen wird ein mit aktiven Ionen dotierter Kristall als aktives Medium benutzt. Die Dotierungskonzentrationen sind hoch, die Wechselwirkungslängen aufgrund der kleinen Kristallabmessungen und des Rayleigh-Kriteriums aber auf wenige Zentimeter begrenzt. Entsprechend lassen sich bei Konfigurationen mit nur einem Strahldurchgang (single pass) nur kleine Großsignalverstärkungen im einstelligen dB-Bereich erreichen. Die große Pumpleistung führt trotz optimierter Pumpgeometrien zu einem entsprechend großen Wärmeeintrag durch den Quantendefekt und nichtstrahlende Relaxationsprozesse (Quenching) und somit zu thermischen Problemen. Diese äußern sich in Form einer radialen Brechungsindexvariation $n(T(r))$ (thermische Linse), der Verformung der Endflächen durch die thermische Ausdehnung, eines thermisch induzierten mechanischen Stresses und Spannungsdoppelbrechung. Durch Multi-Pass-Verstärker, bei denen das aktive Medium mehrmals durchlaufen wird, kann die Inversion gleichmäßiger abgebaut werden, thermische Probleme sind bei gleicher Ausgangsleistung geringer als bei Single-Pass-Verstärkern und im Vergleich zu einem mehrstufigen Verstärkersystem ist der Aufbau einfacher gehalten. Weiterhin kann die thermisch bedingte Spannungsdoppelbrechung der Kristalle durch eine Zwei-Kristall-Anordnung mit mittigem 90° -Rotator und andere Strahlverzerrungen durch eine Double-Pass-Konfiguration mit Faraday-Spiegel kompensiert werden [53]. Die Weiterentwicklung der Pump- und Kühlgeometrien, zum Beispiel slab-Kristall (siehe hierzu Schema 3.1), kann diese thermischen Grenzen noch etwas nach oben verschieben. Letztendlich ist auch in Multi-Pass-Verstärkern die maximale Ausgangsleistung durch thermische Einflüsse limitiert. Die Strahlqualität leidet unter der thermischen Linse und der Aufbau ist aufgrund des mehrfachen Durchgangs durch den Verstärkerkristall oder mehrere Kristalle empfindlich zu justieren.

Beginnend mit einem Double-Pass-Verstärker mit vier Nd:YAG-Kristallen mit einer Ausgangsleistung von 10 W im Jahre 1997 [29] konnte im Rahmen des amerikanischen LIGO-Projektes die Leistung im Einfrequenzbetrieb mittlerweile auf 104 W aus einer endgepumpten zigzag-slab-Konfiguration [85] gesteigert werden.

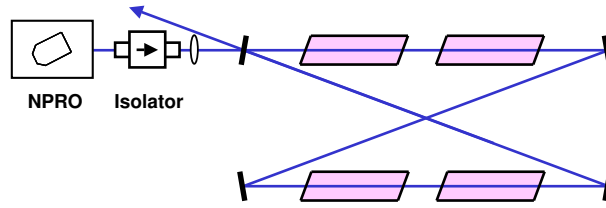


Abbildung 3.2: Injection-Locking-Aufbau mit NPRO als Master-Laser; Design entspricht [24]

3.1.2 Injection-Locking

Beim Injection-Locking wird das Signal resonant verstärkt. Der hochstabile Laser (Master) wird dazu durch einen schwach transmittierenden Spiegel in einen Ringresonator (Slave) eingekoppelt, in Abbildung 3.2 daher der Ringlaser mit vier slab-Kristallen. Durch die regenerative Verstärkung in diesem Resonator wird die gewünschte hohe Leistung erreicht. Damit die Strahlungseigenschaften des Masters auf den Slave übertragen werden und kein parasitäres Lasen auftritt, muß der Slave auf den Oszillator abgestimmt werden. In einem kleinen Frequenzbereich mit der Breite

$$\Delta\omega_{\text{lock}} \approx \frac{2\omega_s}{Q} \sqrt{\frac{P_M}{P_S}} \quad (3.1)$$

(Q - Güte des Ringresonators, P_M, P_S Ausgangsleistungen des Master- und des Slave-Lasers) um die (Resonanz-)Frequenz ω_s des freilaufenden Slave-Resonators tritt das sogenannte Injection-Locking auf [93]. In einem homogen verbreiterten Verstärkermedium setzt sich dann die durch den Master angeregte Slave-Mode gegen andere Moden innerhalb der Verstärkungsbandbreite durch. Die Frequenz und Bandbreite der Strahlung im Ringresonator wird dann durch die des Masters bestimmt. Ausgangsleistung und Strahlqualität werden idealerweise durch den Slave-Resonator determiniert. Das Rauschen des Systems setzt sich aus Anteilen des Masters und Slaves und der spezifischen Verstärkung des Slaves zusammen. Das Quantenrauschen des Masters wird vom Slave nicht verstärkt, das technische Rauschen linear. Das Rauschen des Slaves geht frequenzabhängig in das Rauschen des gesamten Systems ein [26, 28]. Somit wird die Realisierung eines Hochleistungssystems ermöglicht, welches die Strahlungseigenschaften eines hochstabilen Einfrequenzlasers aufweist.

Schmalbandige Verstärker dieses Typs standen Mitte der 1990er Jahre mit 10 W Ausgangsleistung [26, 34] zur Verfügung und werden heute als Vorverstärker genutzt. Die größte publizierte Ausgangsleistung im Grundmodebetrieb beträgt 195 W [24].

Die Leistungsskalierung unterliegt den typischen Problemen von Festkörperlasern -

ausreichende Kühlung, Bildung thermischer Linsen etc. Entwicklungen auf diesem Gebiet lassen auch weitere Leistungsskalierung beim Injection-Locking zu. Das Konzept weist allerdings auch zusätzlich Nachteile auf:

- Die Ausführung des Slaves als Ringresonator stellt einen zu beachtenden apparativen und Justageaufwand dar.
- Das Mode-Matching zwischen den beiden Resonatoren muß sehr gut sein. Freitag [25] geht davon aus, daß mindestens 98 % der in den Slave eingekoppelten Leistung des Masterlasers im Grundmode des Slave geführt werden sollten.
- Die Resonatorfrequenz ω_s ist aufgrund von thermischen und mechanischen Störungen aktiv nachzuführen, um nicht aus dem Locking-Bereich $\Delta\omega_{\text{lock}}$ (Größenordnung 1 MHz) herauszufallen. Hierzu ist eine Regelelektronik mit Spiegel-tragenden Aktuatoren notwendig.

3.1.3 Seltenerd-dotierte Fasern

Die in dieser Arbeit favorisierte Möglichkeit zur Verstärkung schmalbandiger Signale ist die Verwendung von aktiven Lichtwellenleitern. Die experimentellen Vorteile gegenüber herkömmlichen Bulk-Verstärkern liegen auf der Hand: geringer Platzbedarf, sehr gute thermische Eigenschaften durch das große Verhältnis von Oberfläche zum aktiven Volumen, einfache Justage und die andersgeartete Pumpgeometrie. Die Pumplichtabsorption eines Verstärkers wird durch das Überlappintegral zwischen Pump- und Signalstrahlung festgelegt. In longitudinal gepumpten (end-pumped) Bulk-Systemen ist aufgrund der Gauß'schen Optik die Wechselwirkungslänge L (Größenordnung der Rayleigh-Länge) im aktiven Medium nicht von der Strahltaille (und somit von der erreichbaren Intensität I) unabhängig. So müssen die entsprechenden Moden für eine hohe Effizienz aneinander angepaßt werden.

In einer aktiven Faser dagegen werden Signal- und Pumpstrahlung optisch geführt. Die Wechselwirkungslänge ist durch die Faserlänge determiniert; die Strahltaillen in der Faser und an den Grenzen zum freien Raum hängen nur von der Fasergeometrie und den Brechzahlverhältnissen ab. Das erreichbare Wechselwirkungslänge-Intensitäts-Produkt LI kann so um 4–7 Größenordnungen [63] im Vergleich zu endgepumpten Festkörperlaser gesteuert werden. Laser und Verstärker mit Fasern als aktives Medium zeichnen sich deshalb durch hohe Verstärkungen (45 dB/m in Er^{3+} , Kleinsignalverstärkung), hohe differentielle Wirkungsgrade und niedrige Schwellen aus.

Als Nachteil steht demgegenüber, daß auch nichtlineare Prozesse von einem großen Produkt LI profitieren, da sie sich über die im Vergleich zu anderen Bauformen große

Länge des aktiven Medium kumulieren können. Bei der Verstärkung schmalbandiger Signale tritt hier hauptsächlich SBS als Problem auf, welches im Rahmen dieser Arbeit mit den oben genannten Methoden umgangen oder unterdrückt wurde.

Die erreichten Ausgangsleistungen zeigen deutlich die Entwicklung der Fasertechnologie. Ausgehend von Seed-Quellen mit 0,5...2 W Leistung konnte mit einer konventionellen Doppelkernfaser (kleiner Kern) eine maximale Leistung von 5,5 W gewonnen werden. Stand zu Beginn dieser Arbeit war ein pumpleistungslimitierter Faserverstärker mit LMA-Doppelkernfaser mit 20 W Ausgangsleistung [44, 46]. Mittlerweile sind für solche Fasern Leistungswerte weit oberhalb 100 W publiziert worden [50], obwohl die geschilderten Versuchsparameter nur zum Bereich oberhalb der Brillouin-Schwelle passen und das Fehlen von SBS nicht hinreichend untersucht wurde.

3.2 Leistungsskalierung von Faserverstärkern bzgl. schmalbandiger Signale

Wie die vorangegangene Analyse von Techniken zeigt, ist die Nutzung von dotierten Fasern als aktives Medium ein vielversprechender Weg für die Verstärkung von schmalbandigen Signalen.

3.2.1 Überlegungen zu bandbreitensensitiven Prozessen

Aus der Ableitung der Verstärkung eines optischen Signals in einem aktivem Medium (2.2) ergeben sich keine Einschränkungen bezüglich der Bandbreite des Signals. Es existieren allerdings einige Effekte, die in die Überlegungen nicht direkt eingeflossen sind.

Eine offensichtliche Bedingung für Verstärkung ist, daß das Signal innerhalb der Verstärkungsbandbreite $\Delta\omega_V$ liegt:

$$\omega_V - \frac{1}{2}\Delta\omega_V \leq \omega_S \pm \frac{1}{2}\Delta\omega_S \leq \omega_V + \frac{1}{2}\Delta\omega_V \quad . \quad (3.2)$$

Für den Fall von schmalbandigen Signalen stellt diese Tatsache keinen bedenkenswerten Punkt dar, da die Bedingung immer eingehalten werden kann. Es muß nur entsprechend der Wellenlänge der Seed-Quelle eine aktive Dotierung mit einer Emissionsbande in diesem Bereich gewählt werden. Desweiteren muß das Medium dominant homogen verbreitert sein, um die maximale Verstärkung zu erreichen und die ASE effektiv zu unterdrücken. Dies ist bei den verwendeten Seltenerd-dotierten Glasfasern der Fall; die

Verbreiterung beruht hauptsächlich auf der Halbwertszeit des oberen Laserniveaus und durch Phononen induzierten, strahlungslosen Übergängen. Bei inhomogener Verbreiterung würde dagegen durch spektrales Lochbrennen die Verstärkung absinken, die verstärkte Spontanemission (ASE) ansteigen und die spektrale Qualität am Verstärkerausgang beeinträchtigen. In Glasfasern tritt diese Verbreiterung hinreichend schwach durch den Stark-Effekt aufgrund von inhomogenen Kristallfeldern auf.

Für höhere Ausgangsleistungen des MOPA-Systems tritt als bandbreitensensitiver Prozeß die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) in Erscheinung. Die daraus erwachsende Leistungslimitierung kann umgangen werden:

3.2.2 Vermeidung und Unterdrückung von SBS

Aus Formel (2.50) – der Schwellbedingung für stimulierte Brillouin-Streuung – folgt grundsätzlich, daß zur Vermeidung oder Unterdrückung folgende Wege möglich sind:

1. A_{eff} und damit den Kerndurchmesser vergrößern,
2. L_{eff} und damit die Faser verkürzen und
3. die Brillouin-Bandbreite $\Delta\nu_B$ vergrößern und dadurch den Brillouin-Gain $g_B(\nu_B)$ senken.

Des weiteren ist die Unterdrückung von SBS möglich durch

4. Einsatz von optisch isolierten Verstärkerketten,
5. Dämpfung des akustischen Feldes,
6. spektrales Filtern mittels Faser-Bragg-Gittern [60] und
7. Unterdrückung der ersten Stokes-Linie durch bevorzugte Verstärkung der zweiten Stokes-Linie [108].

Die beiden ersten Überlegungen führen bei Faserverstärkern zur Benutzung aktiver Fasern mit hohen Verstärkungskoeffizienten und zum Übergang zu LMA-Fasern und sind die wichtigsten Techniken zur Unterdrückung von SBS. Die vierte Methode benutzt Faraday-Isolatoren oder einfach Luftspalte zwischen mehreren aktiven Fasern zur akustischen und/oder optischen Entkopplung der Verstärker [99]. Diese müssen bei der Zielsetzung der maximalen Ausgangsleistung aber alle suboptimal betrieben werden, um SBS zu vermeiden und der Gesamtwirkungsgrad sinkt erheblich. Durch Variation der Pumpkern- und Cladding-Zusammensetzung können nicht nur die optischen sondern oft auch unabhängig davon die akustischen Eigenschaften beeinflußt werden. Durch Erhöhung der Schallgeschwindigkeit im Cladding werden die akustischen Wellen nicht mehr in der Faser geführt, sie werden gedämpft (5.) [17, 18, 112]. In photonischen Kristallfasern sind

sogar einzelne akustische Moden selektiv durch das Design unterdrückbar, diese Moden können nicht mehr an der Erzeugung von SBS teilnehmen [59]. Punkt sechs ist auf die maximale Transmissionsleistung der Bragg-Gitter begrenzt und Nummer sieben läßt sich nur bei speziellen Anwendungen einsetzen, da hier weiterhin höhere Stokes-Ordnungen sehr effektiv auftreten. Aus der dritten Idee entspringen eine ganze Reihe von Techniken, welche dann angewandt werden sollten, wenn die Veränderungen am Faserdesign keine Fortschritte mehr zeigen. Diese werden im folgenden behandelt.

SBS-Unterdrückung durch spektrales Wobbeln / Dithering Diese Technik benutzt die Bandbreitenabhängigkeit des effektiven Brillouin-Gains nach Formel (2.48) direkt. Die effektive Bandbreite des schmalbandige Seed-Lasers wird nachträglich mittels eines Modulators angehoben – der Brillouin-Gain sinkt entsprechend. Breite Anwendung findet diese Methode in der Telekommunikation durch den Einsatz spezieller Kodierungsverfahren der Daten [41, 97]. Es kommen nur schnelle Modulatoren wie AOMs oder elektrooptische Modulatoren in Frage, da sie in Betrieb eine Bandbreite $\Delta\nu_{\text{Mod}} > \Delta\nu_B$ aufweisen müssen. Durch die Modulation werden Seitenbänder neben dem ursprünglichen Signal ν_1 erzeugt, so daß die effektive Bandbreite $\Delta\nu_2$ dann die des Modulators ist. Der Faktor der SBS-Unterdrückung $F_{\text{SBS}} = \frac{p_{S,2}^{\text{krit}}}{p_{S,1}^{\text{krit}}}$ ergibt sich bei einer ursprünglichen Signalbandbreite kleiner $\Delta\nu_B$ dann zu

$$F_{\text{SBS}} = 1 + \frac{\Delta\nu_{\text{Mod}}}{\Delta\nu_B} . \quad (3.3)$$

Amplitudenmodulatoren auf Basis von integriert-optischen Wellenleitern aus dem Telekommunikationsbereich sind mit optischen Bandbreiten bis 30 GHz (40 Gbit/s-System [76]) erhältlich. Der erzielbare Unterdrückungsfaktor liegt daher bei $F_{\text{SBS}} \approx 1750$ (≈ 32 dB) für $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Diese Methode kann allerdings nur eingesetzt werden, wenn die Bandbreite am Ausgang von $\Delta\nu_2$ noch niedrig genug für den Gebrauch ist, scheidet also für Anwendungen, die ein Single-Frequency-Signal verlangen, aus.

SBS-Unterdrückung durch Temperaturvariation Die zwei folgenden Techniken zur SBS-Unterdrückung basieren darauf, den Brillouin-Shift ν_B über die Faserlänge zu variieren und somit integriert über die Faserlänge zu verbreitern. Sie unterscheiden sich nur durch die Art und Weise ν_B zu ändern.

Ausgehend von (2.49) findet man für die Brillouin-Leistung die Lösung

$$P_B(\nu, z = 0) = P_B(\nu, L) e^{-\alpha L + \frac{1}{A_{\text{eff}}} \int_0^L g_B(\nu, z) P_S(z) dz} \quad (3.4)$$

mit der bei $z = 0$ eingekoppelten Signalleistung $P_S(0)$. Vernachlässigt man die Signal-Depletion, daher den Einfluß des Energietransfers zur Stokes-Welle auf die Signalwelle, und die Verstärkung der Stokes-Welle durch die Ytterbium-Dotierung, so kann man $P_S(z) = P_S(0) e^{-\alpha z}$ ansetzen und erhält

$$P_B(\nu, 0) = P_B(\nu, L) e^{-\alpha L + \frac{P_S(0)}{A_{\text{eff}}} G(\nu)} \quad \text{mit} \quad (3.5)$$

$$G(\nu) = \int_0^{L_{\text{eff}}} g_B(\nu, z) e^{-\alpha z} dz \quad (3.6)$$

als effektiven Brillouin-Gesamtgain [92]. SBS wird in einer Faser mit einer beliebigen Verteilung $g_B(\nu, z)$ zuerst bei einer Frequenz ν^* auftreten, für die $G(\nu)$ maximal wird und die Schwellbedingung kann zu $P_S^{\text{krit}} = 21 \frac{A_{\text{eff}}}{G(\nu^*)} b$ formuliert werden. Im Falle einer Standardfaser mit einem konstantem Brillouin-Gain gilt daher $\nu^* = \nu_B$ und $G(\nu_B) = G_0 = g_B L_{\text{eff}}$. Anhand des Integrals (3.6) kann man erkennen, daß für nichtkonstante Verteilungen $g_B(\nu, z)$ immer $G(\nu) < G_0$ gelten wird. Entsprechend muß zur SBS-Unterdrückung sowohl eine optimale Verteilung gefunden werden, als auch eine geeignete Methode zur Erzeugung dieser. Die Analyse des Integrals ([36]) ergibt für eine reine Frequenzmodulation des Brillouin-Gains, daß diese linear und selbstverständlich möglichst stark sein sollte. Andererseits sind periodische Modulationen durch das Wickeln von Fasern sehr einfach darstellbar. Hierfür sollten die Gradienten der Modulation möglichst groß sein und Maxima und Minima punktuell auftreten (Dreiecksmodulation).

Dies läßt sich näherungsweise durch die Temperaturabhängigkeit von g_B erreichen, wofür mehrere Materialeigenschaften (n, p_{12}) in (2.47) verantwortlich sind. Die praktische Realisierung könnte aus mehreren verschieden temperierten Faserspulen oder einer einseitig beheizten Spule bestehen. Begrenzend für diese Methode wirkt, daß nur eine gewisse maximale Temperatur aufgrund der thermischen Stabilität des Fasercoatings erreicht werden kann (Acrylate 100 °C, Silikon 200 °C, Polyimide 400 °C [2, 3]). Weiterhin wird die Temperatur in aktiven Fasern auch noch durch den Pumpprozeß verändert, so daß sich der Effekt teilweise von alleine einstellt, eine Temperaturmodulation relativ geglättet wird und nicht maximal geheizt werden kann. Als exemplarischer Wert für den Gradienten $\frac{\Delta \nu_B}{\Delta T}$ sei 1,2 MHz/K genannt. Für eine einfache Abschätzung kann man (3.6)

mit $\alpha = 0$ (Vernachlässigung von Dämpfung und Verstärkung) weiter nähern:

$$G(\nu) \approx g_B \int_0^L \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_B(\frac{z}{L})}{\Delta \nu_B/2} \right)^2} dz \quad (3.7)$$

$$\approx g_B L_{\text{eff}} \int_0^1 \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_B(z')}{\Delta \nu_B/2} \right)^2} dz' \quad , \quad (3.8)$$

mit $z' = \frac{z}{L}$ als die normierte Faserposition. Schätzt man mit den genannten Zahlenwerten für die maximale Temperatur des Silikon-Coatings und des Gradienten den Effekt für eine lineare Temperaturverteilung $T = (T_{\text{max}} - T_0)\frac{z}{L} + T_0$ ab, so ermittelt man zuerst ν^* und erhält eine maximale Unterdrückung der SBS durch Temperatur von $F \approx 5$ (≈ 7 dB).

SBS-Unterdrückung durch mechanischen Streß Die in (2.41) verwendete Schallgeschwindigkeit c_A ist die gemittelte Phasengeschwindigkeit der an der inelastischen Streuung beteiligten akustischen Moden. Die Massedichten und damit zusammenhängend die Schallgeschwindigkeit von Kern und Mantel sind jedoch kaum veränderbar, da sie durch die Brechzahlbedingungen und somit durch die Glaskompositionen vorgegeben sind. Sie verändert sich aber in Abhängigkeit von der longitudinalen Spannung $\sigma = \sigma_0 \pm t \Delta \sigma$ ($0 \leq t \leq 1$) und führt zu einer Verbreiterung von $g_B(\nu, z)$ durch

$$\nu_B(\sigma) = \nu_B C \sigma \quad . \quad (3.9)$$

C ist hierbei der Koeffizient für die zugspannungsbedingte Frequenzverschiebung. Diagramm 3.3 zeigt qualitativ den relativen Brillouin-Gesamtgain $\frac{G(\nu)}{G(\nu_B)}$ für eine Faserlänge und verschieden stark ausgeprägte lineare Spannungsverteilungen. Bei Telekommunikationskabeln wird diese Technik mit sinusförmigen Spannungsverteilungen in Form von Tordieren um einen Kern angewandt mit $F > 7$ dB [110]. Dabei muß beachtet werden, daß die verschiedenen Spannungswerte σ nicht gleichverteilt auftreten, eine Dichtefunktion $D(\sigma)$ korrigiert dies in der Näherung von (3.6):

$$G(\nu) \approx \int_{\sigma_0 - \Delta \sigma}^{\sigma_0 + \Delta \sigma} g_B(\nu, \sigma) D(\sigma) d\sigma \quad . \quad (3.10)$$

Für aktive Fasern bietet sich das Wickeln mit variierender Zugspannung auf eine Spule an. Diese Methode sollte neben Vergrößerung von Querschnitt und Verkürzung der

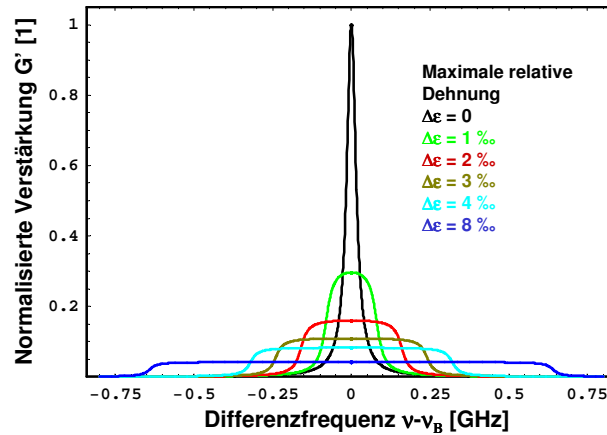


Abbildung 3.3: Relative Gesamtverstärkung $G' = \frac{G(\nu)}{G(\nu_B)}$ der SBS für verschiedene linear variierende longitudinale Spannungen. Angegeben sind die maximalen relativen Dehnungen $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta l}{l}$ (gemäß dem Hooke'schen Gesetz) an einem Faserende.

Faser weiterhin verfolgt werden, da sie hinreichend große SBS-Unterdrückungen ermöglicht und keine weiteren Parameter der Faser (Dämpfung, Verstärkung) beeinflusst. Sie ist begrenzt durch die maximal verträgliche Zugspannung. Bei der Realisierung treten aber praktische Probleme auf, wie zum Beispiel die Befestigung der gespannten Faser, die vor der regelmäßigen Anwendung dieser Methode noch gelöst werden müssen. Für kurze aktive Fasern mit großem Durchmesser ist die typische Fixierung auf einer Spule während des Spannvorganges wegen der bezüglich der Faserlänge relativ großen Wickelradien sehr schwierig¹ und die nötigen Kräfte während des maschinellen Wickelns werden unpraktikabel groß (100 N statt standardmäßigem 1 N [20]).

Zur Abschätzung der maximal erreichbaren SBS-Unterdrückung kann man $\sigma_{\max} = 1,5 \text{ GPa}$ als maximale Festigkeit und $E = 70 \text{ GPa}$ als Elastizitätsmodul [104] und $C = 80 \text{ GHz}$ [111] für Quarzglas ansetzen. Man erhält nach $\frac{\Delta l}{l} = \frac{\sigma}{E}$ eine maximale Dehnung von 2,1 ‰, korrespondierend mit einer Verschiebung von ν_B von 1,7 GHz. Dies führt nach (3.8) zu einem maximalen Unterdrückungsfaktor von $F \approx 50$ (17 dB). Allerdings beträgt die Bruchlast $F_{\max} = \sigma_{\max} A$ (A – Faserquerschnitt), welche zur maximalen Festigkeit bei den verwendeten 400 μm -durchmessenden Fasern gehört, 2 kN; diese Kraft dürfte beim Aufspulen der Faser wegen technischen Halterungsproblemen extrem schwer erreichbar sein.

SBS-Unterdrückung durch Variation der Fasergeometrie und -zusammensetzung Die Schallgeschwindigkeit kann auch durch Modifikation des Kerndurchmessers mit der Fa-

¹Durch Reibung an der Spule wird das Faserende nach dem Wickeln fixiert. An diese Spule kann die Zugspannung aufgebracht werden. Allerdings geht eine gewisser Teil der Faserlänge verloren.

serlänge verändert werden. Hierzu wird die fertige Preform periodisch durch Fräsen getapert und dann mit konstantem Außendurchmesser ausgezogen. Diese Technik ist einfach und eignet sich besonders auch für Doppelkernfasern, da die aus einer Preform ziehbare Faserlänge vergleichsweise klein ist und die Variation auf diesem Wege genau eingestellt werden kann. Einschränkend wirkt, daß die Faser bei allen Kerndurchmessern grundmodig sein sollte. Von *Shiraki et. al.* [91] wurde so eine Unterdrückung von $F = 2,2$ (3,5 dB) demonstriert. Der Modenfelddurchmesser änderte sich dabei von 8,11 auf 6,93 μm auf einer Faserlänge von 14 km.

Weiterhin läßt sich $g_B(\nu, z)$ auch durch die Glaszusammensetzung beeinflussen. Entsprechende Untersuchungen mit longitudinal verschiedenen Fluor- und Germaniumkonzentrationen ergaben Unterdrückungsfaktoren bis 11 dB [92]. Diese Technik hat ein entsprechend großes Potential bei der schmalbandigen Verstärkung, da die optische Führung, als auch die Dotierungskonzentration der aktiven Ionen weitgehend unabhängig von diesen Variationen ausgeführt werden kann. Die Fasern wären allerdings wesentlich aufwendiger in der Herstellung.

Die vorgestellten Methoden zur Vermeidung und Unterdrückung von SBS sind weitgehend unabhängig von der beziehungsweise nicht kontraproduktiv für die Verstärkung. Es können folglich für die Verstärkung von schmalbandigen Signalen alle Skalierungstechniken für die Ausgangsleistung von Faserverstärkern [61] verwendet werden:

- standardmäßiger Einsatz von Doppelkernfasern oder Air-Clad-Fasern,
- Einsatz von Fasern mit vergrößertem und Brechzahl-abgesenktem Kern (LMA--Fasern), was auch dem Auftreten von SBS entgegenwirkt,
- Selektion der Grundmode durch Biegeverluste und Taper,
- Kodotierung mit einem zweiten aktiven Ion zur Steigerung der Pumpabsorption und Effizienz, zum Beispiel Er/Yb- oder Nd/Yb-Fasern,
- transversales, verteiltes Pumpen um die Endflächen von der Pumpeinkopplung zu entlasten, und
- Einsatz von photonischen Kristallfasern.

Die Verstärkung schmalbandiger Signale stellt also bis auf SBS keinen Sonderfall im Vergleich zur normalen Verstärkung dar. Die nächsten Abschnitte stellen die Seed-Quelle im Detail vor, es folgt ein Aufbau und die Ergebnisse zur Verstärkung des Seeds und die experimentelle Demonstration der Unterdrückung von SBS mittels Temperaturvariation.

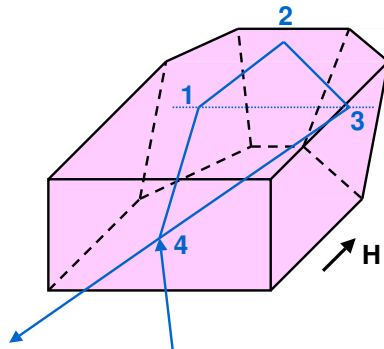


Abbildung 3.4: Nd:YAG-Kristall des Ringlasers mit Strahlengang

3.3 Experimente zur schmalbandigen Verstärkung

3.3.1 Monolithischer nichtplanarer Ringoszillator

Eine sehr einfach einzusetzende Realisierung eines Einfrequenz-Lasers ist der monolithische nichtplanare Ringoszillator [51] (im folgenden NPRO genannt), da keinerlei Justage an dieser Laserquelle für den Betrieb nötig ist. NPROs zeichnen sich durch die Emission einfrequenter Strahlung (unstabilisierte Bandbreite von wenigen kHz), sehr geringes Amplituden- und Frequenzrauschen, einen kompakten Aufbau und die genannte Justagefreiheit aus. Als diodengepumpter Festkörperlaser weist dieses Konzept zudem wesentlich höhere elektrisch-zu-optische Effizienzen im Vergleich zu den früher verwendeten Argonionenlaser auf. Den aufgeführten Eigenschaften der NPROs liegt das monolithische Design zugrunde. Die Kavität des Ringoszillators wird durch vier Flächen eines entsprechend geschliffenen Kristalls gebildet (siehe Abbildung 3.4). Die umlaufende Welle weist durch interne Totalreflexion an diesen Flächen einen dreidimensionalen optischen Weg auf, die Reflexionen 1 und 3 in der Abbildung führen den Strahlengang aus der Einfallsebene heraus. Die Deckfläche (Reflex 2) und die Seitenflächen sind antireflektierend beschichtet. Der Ein- und Auskoppelspiegel (4) wird von einer Seite gebildet und besitzt eine schwache Krümmung (Brennweite im Bereich weniger Meter) und eine dielektrische Schicht zur Einkopplung der Pumpstrahlung und zur Determinierung der Polarisierung. Entscheidend für die Güte der Kavität sind also die Winkelgenauigkeit und Qualität der Oberflächen und deren Beschichtung. Eine hohe mechanische Stabilität des Resonators ist durch diesen monolithischen Aufbau sichergestellt und führt zu Unempfindlichkeit gegenüber Vibrationen und zur Justagefreiheit der Kavität. Für den Einfrequenzbetrieb sind noch weitere Bedingungen zu erfüllen: kein „hole burning“ und daraus resultierende Instabilitäten, transversaler Grundmode- und Einrichtungsbetrieb, Polarisationsselekti-

on.

Spektrales Lochbrennen wird durch die Wahl der aktiven Ionen vermieden: Neodym und Ytterbium besitzen in YAG ein hauptsächlich homogen verbreitertes Verstärkungsprofil.

Für den Grundmodebetrieb müssen höhere transversale Moden in NPROs effektiv unterdrückt werden. Dies erreicht man durch selektives longitudinales Pumpen mit Laserdioden. Durch geeignete Strahlformung können dann selektiv ausschließlich aktive Ionen im Modenvolumen der Grundmode angeregt werden. Unterstützt wird dies durch kleine Resonatorabmessungen, was zu großen Unterschieden in der räumlichen Verteilung der transversalen Moden führt.

Der optische Weg L im Resonator ist kurz gewählt, um einen möglichst großen Frequenzabstand $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ der longitudinalen Moden zu erzeugen. Dies unterstützt die longitudinale Modenselektion durch den Verstärkungsprozeß im homogenen Medium – andere Moden neben dem im Verstärkungsspektrum zentralen erhalten wesentlich weniger Verstärkung. Außerdem wird durch die Miniaturisierung die mechanische Güte und damit die Frequenzstabilität heraufgesetzt.

Ohne weitere Maßnahmen zum Erzwingen des Einrichtungsbetriebes würde man eine vierfache Entartung (zwei Richtungen, je zwei Polarisationen) der so diskriminierten grundmodigen Wanderwelle beobachten. Die Wanderwelle im Ringresonator erfährt durch die „out-of-plane“-Reflexionen 1 und 3 eine reziproke Polarisationsdrehung. Wählt man einen magnetooptisch aktiven Wirtskristall (beispielsweise YAG, Verdet-Konstante: $103^\circ\text{T}^{-1}\text{m}^{-1}$) und legt ein Magnetfeld an, so tritt zusätzlich eine nichtreziproke Drehung auf - unter Zuhilfenahme des Faraday-Effektes wird eine intrinsische optische Diode erzeugt. Diese optische Diode führt zum Einrichtungsbetrieb und verhindert damit das durch die beiden gegenläufigen Wanderwellen hervorgerufene räumliche „Lochbrennen“.

Die Polarisation der emittierten Welle wird durch die Güte des Resonators und durch die polarisationsabhängigen Verluste am Auskoppelspiegel festgelegt [58, 75], die Entartung somit aufgehoben und es kann sich nur eine einzige axiale Mode etablieren.

Solche Aufbauten wurden in der Vergangenheit hauptsächlich mit Nd:YAG als aktives Medium realisiert. NPROs aus Yb:YAG sind mittlerweile ebenso kommerziell erhältlich. Eine entsprechende Vielfalt von Emissionswellenlängen im Nahinfraroten steht daher mit exzellenten Strahleigenschaften zur Verfügung. Eine Abstimmung der emittierten Frequenz mittels Resonatorverlängerung / -verkürzung ist durch mechanische Spannung im Kristall, hervorgerufen durch Piezokristalle und durch Veränderung von Kristalltemperatur und Pumpleistung möglich. Diese Techniken erlauben es, die Rauscheigenschaften noch weiter zu verbessern [37, 38, 39, 109], die Frequenz auf externe Normale zu

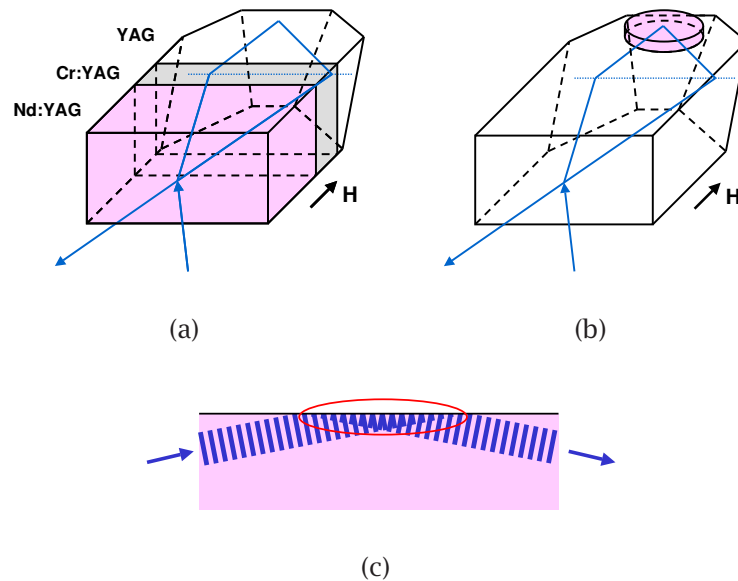


Abbildung 3.5: Gütegeschalteter NPRO (a), Scheiben-NPRO (b) und räumliches „hole burning“ im Überlappungsbereich (rot) bei Totalreflexion (c)

stabilisieren [21, 47] (molekulare Referenzübergänge, Bandbreiten der Emission dann im mHz-Bereich) oder die Emissionswellenlänge kontrolliert zu tunen [14].

Weiterhin ist es durch das Einfügen einer Absorberschicht (durch Bonden von Cr:YAG) möglich, NPROs gütezuschalten. Diese Systeme emittieren Fourier-limitierte Pulse mit Pulsfolgefrequenzen im niedrigen kHz-Bereich, vergleichsweise hohen Pulsenergien und oben genannten Strahlungseigenschaften [27].

Die maximale Ausgangsleistung all dieser Laserquellen ist auf 3...4 W begrenzt. Thermische Effekte und räumliches „hole burning“ in den Überlappungszonen der Felder bei der Totalreflexion führen zum Auftreten höherer Moden. Diese Effekte könnten in den Leistungsbereich von etwa 8 W verschoben werden, wenn man das Scheibenlaserkonzept mit dem monolithischen Design kombiniert [114]. Die Überlappungszone und der Scheiben-NPRO sind neben dem gütegeschalteten NPRO in Abbildung 3.5 schematisch dargestellt.

3.3.2 Verstärkung des Signals eines NPROs

Abbildung 3.6 zeigt den im Experiment benutzten Verstärkeraufbau. Durch einen optischen Isolator vor Rückreflexen geschützt, wurde ein NPRO mit 2 W Ausgangsleistung und Rausch-unterdrückender Elektronik als Seed-Quelle eingesetzt. Der Einsatz eines Fabry-Perot-Interferometers mit einem freien Spektralbereich von 7,5 GHz (Coherent FPI)

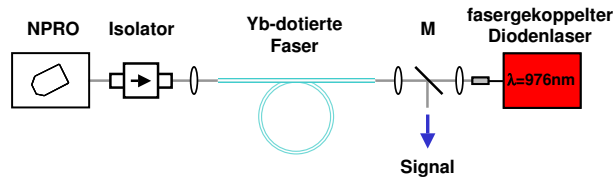


Abbildung 3.6: Versuchsaufbau zur Verstärkung des Signals eines NPRO

stellte sicher, daß nur eine Mode vom NPRO emittiert wurde. Die mittels Selbstheterodyn-Messung (siehe weiter unten) bestimmte Linienbreite betrug 560 Hz, der Einfrequenzbetrieb war somit nachgewiesen.

Die Verstärkerfaser in Form einer LMA-Doppelkernfaser mit niedriger NA wurde entsprechend ihrer Pumpabsorption mit einer Länge von 6 m eingesetzt. Der mit 1100 ppm (mol) Yb_2O_3 dotierte Kern hatte einen Durchmesser von $27,8 \mu\text{m}$, eine NA von 0,068 und einen V-Parameter von 5,6 bei einer Wellenlänge von 1064 nm. Der D-förmige Pumpkern wies einen Durchmesser von $400 \mu\text{m}$ auf und besaß eine numerische Apertur von 0,38. Das Diagramm 2.3 zeigt, daß nur vier transversale Moden effektiv von dieser Faser geführt werden. Die Führung zweier weiterer Moden (LP_{31} und LP_{12}) erweist sich in der Praxis als zu schwach. Diese treten wegen Mikrobiegungen, Inhomogenitäten und Streuverlusten nicht auf. Die numerische Analyse der verwendeten Faser (nach Gleichung (2.15)) ergab einen Modenfelddurchmesser der Grundmode von $24,3 \mu\text{m}$ und einen effektiven Modenquerschnitt von $465 \mu\text{m}^2$.

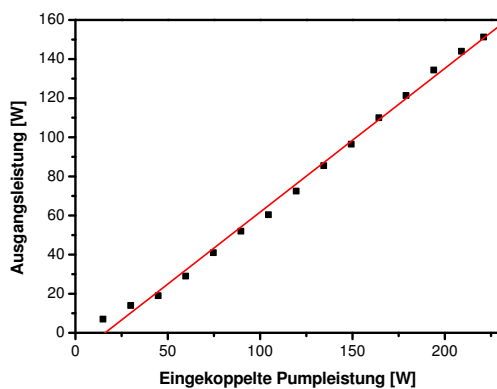
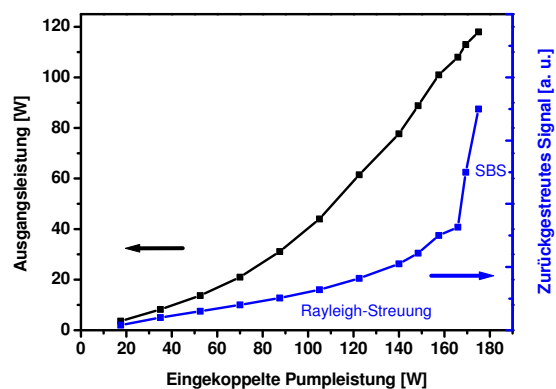

 (a) 6 m, 1100 ppm (mol) Yb_2O_3

 (b) 9,4 m, 750 ppm (mol) Yb_2O_3

Abbildung 3.7: Leistungskennkurve des Verstärkers mit verschiedenen Faserlängen

Durch geeignetes Biegen der Faser mit einem Radius von 8 cm wurde das Signal aufgrund selektiver Biegeverluste der höheren Moden transversal grundmodig. Durch den größeren evaneszenten Feldanteil höherer transversaler Moden (siehe Kapitel 2), sind

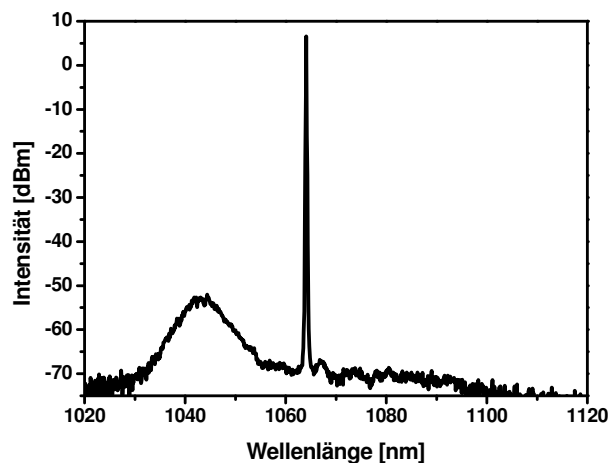


Abbildung 3.8: Optisches Spektrum am Ausgang des Hauptverstärkers

deren Biegeverluste entsprechend höher als die niedriger Moden [55]. Die Strahlqualität konnte mit einem M^2 -Parameter von 1,1 charakterisiert werden. Im Zusammenspiel mit der geringen Torsion der Faser um die optische Achse führen die Biegeverluste darüber hinaus zu einer Bevorzugung des Signalanteils mit der Polarisations Ebene parallel zur Biegeachse. Die nicht-polarisationserhaltenden Fasern ließen so einen Polarisationsgrad von 82 % bei 100 W Leistung zu. Die Polarisationsrichtung ist bei ungestörter Faserlage über lange Zeit stabil. Durch eine Phasenplattenkombination kann der Polarisationsgrad daher gegebenenfalls noch optimiert werden.

Zur Unterdrückung von parasitärem Laserbetrieb beziehungsweise Senkung des ASE-Anteils am Ausgang, bedingt durch die Fresnel-Reflexionen an den Faserenden, wurden diese unter 8° jeweils schräg poliert. Der Verstärker wurde gegenläufig durch einen dichroitischen Spiegel hindurch mit einer fasergekoppelten Laserdiode mit einer Emissionswellenlänge im Bereich um 976 nm gepumpt. Die Pumpdiode wurde nach optimaler Emissionswellenlänge bei maximaler Leistung ausgewählt.

Das Diagramm 3.7 zeigt die Leistungskennkurve des Verstärkeraufbaus für zwei Konfigurationen. In beiden Fällen kann man die eingekoppelte Seed-Leistung mit 900 mW abschätzen. Mit der angeführten Faser konnte eine maximale Ausgangsleistung von 151 W ohne Auftreten von SBS und ohne signifikantes zurückgestreutes Signal am Isolator erreicht werden. Limitiert wurde dieses Experiment durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung. Zum Vergleich wurde die gleiche Faser mit geringerer Dotierung (750 ppm (mol) Yb_2O_3) und entsprechend größerer Länge von 9,4 m untersucht [62]. In Abbildung 3.7(b) ist auch die Leistung des zurückgestreuten Signals am Isolator aufgetragen. Diese stellt einen Indikator für die ASE-Leistung und das plötzliche Auftreten von SBS dar.

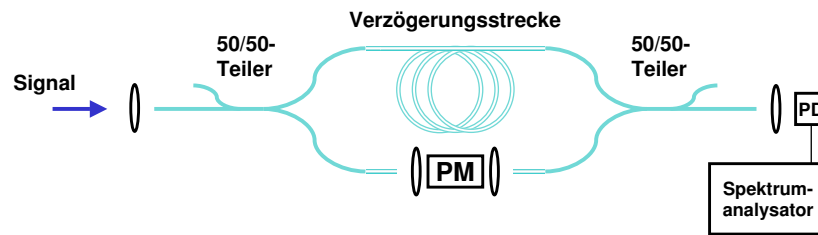


Abbildung 3.9: Aufbau für die Selbstheterodynmessung

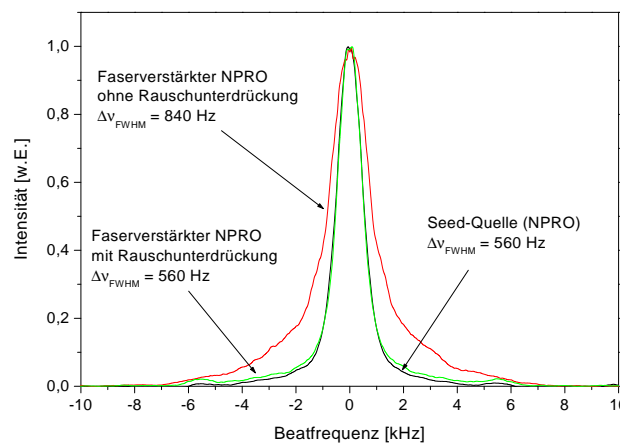


Abbildung 3.10: Bandbreite des unverstärkten und verstärkten NPRO

Zu erkennen ist ein alleiniges Ansteigen des Rayleigh-gestreuten Signals bis 108 W Signalleistung, darüberhinaus steigt die detektierte rückwärtige Leistung wegen Brillouin-Streuung an. Korrespondierend mit diesem Überschreiten der SBS-Schwelle steigt der Rauschpegel am Ausgang stark an. Der differentielle Wirkungsgrad betrug in beiden Fällen 74 % für eine angenommene Koppelleffizienz von 60 %. Gleichzeitig wurde kontinuierlich das Spektrum (Abbildung 3.8) am Ausgang überwacht. Das Diagramm zeigt eine sehr gute ASE-Unterdrückung von etwa 55 dB (0,05 nm Auflösung). Die ASE-Leistung kann aus diesem Spektrum zu einigen zehn mW abgeschätzt werden.

Schon früher [44, 46] wurde gezeigt, daß die Verstärkung keine meßbare Verbreiterung des Signals hervorruft und somit eine exzellente spektrale Reinheit erreicht werden kann, wenn das Amplitudenrauschen in einem breiten Frequenzband niedrig genug ist. Die spektrale Breite wurde mittels der Selbstheterodyntechnik bestimmt. Bei dieser wird die Autokorrelationsfunktion des Signals aus der Überlagerung des (verzögerten) Signals und einer durch Modulation erzeugten Seitenbande gewonnen. Im Aufbau (Abbildung 3.9) wird das Signal in einem Arm eines faseroptischen Mach-Zehnder-Interferometers um ca. 120 μ s (in 24 km Faser Flexcore 1060) gegen den anderen Arm verzögert. Im zweiten Arm wurde eine Pockels-Zelle zur Phasenmodulation eingesetzt. Die Analyse mit

einem elektrischen Spektrumanalysator zeigt bei der Frequenz dieser Modulation die Autokorrelationsfunktion des Signals. Dessen gemessene Bandbreite entspricht (noch mit dem Linienformfaktor versehen) der Bandbreite des Signals über einen Meßzeitraum, welcher der Verzögerung entspricht.

Die Ergebnisse im Diagramm 3.10 zeigen, daß unter der Annahme einer Lorentzförmigen Frequenzverteilung (Linienformfaktor von 2) der NPRO eine Bandbreite von 560 Hz aufweist. Nach Verstärkung auf 20 W zeigte sich keine Verbreiterung. Bei ausgeschalteter Rauschunterdrückung des Seedlasers wurde dagegen eine Verbreiterung auf 840 Hz gemessen. Die auftretenden Relaxationsoszillationen modulieren das Seed-Signal schwach und führen durch Selbstphasenmodulation zur beobachteten Verbreiterung [44].

3.3.3 SBS-Unterdrückung durch Temperaturvariation

Zur erstmaligen Demonstration der Brillouin-Unterdrückung in Hochleistungsfaserverstärkern wurde die Methode der Temperaturvariation gewählt. Die zukünftige Entwicklung sollte sich jedoch auf die Technik der $g_B(\nu, z)$ -Modulation durch Zugspannung und der longitudinalen Faservariation konzentrieren, da die maximale SBS-Unterdrückung durch den maximalen Temperaturunterschied limitiert ist und dieser durch die Fasermaterialien und die notwendige Kühlung bestimmt ist. Weiterhin steigt beim Übergang zu kurzen Fasern, wie schon erwähnt, aufgrund der höheren Absorption und des Quantendefektes der Temperaturgradient an und somit wird die hier untersuchte Technik schon intrinsisch angewandt. Ein Aufspulen mit den nötigen hohen Maximalkräften für die mechanische Methode lies sich jedoch wegen den technischen Randbedingungen nicht realisieren.

Im Experiment wurde ein einstufiger Verstärker benutzt. Die Faser war transversal grundmodig ($V = 2,36$), mit einem mit 1000 ppm (mol) Yb_2O_3 dotierten Kern versehen (Durchmesser $10\text{ }\mu\text{m}$, NA 0,08) und umgeben von einem D-förmigen Pumpkern mit $400\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser und einer NA von 0,38. Die Faser lag ohne zusätzliche Spannung in

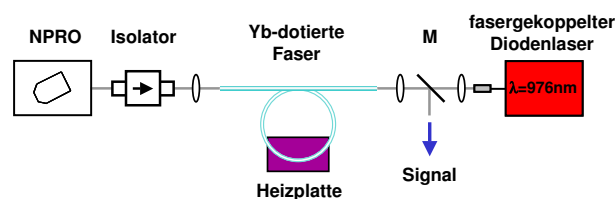


Abbildung 3.11: Versuchsaufbau für die thermische SBS-Unterdrückung

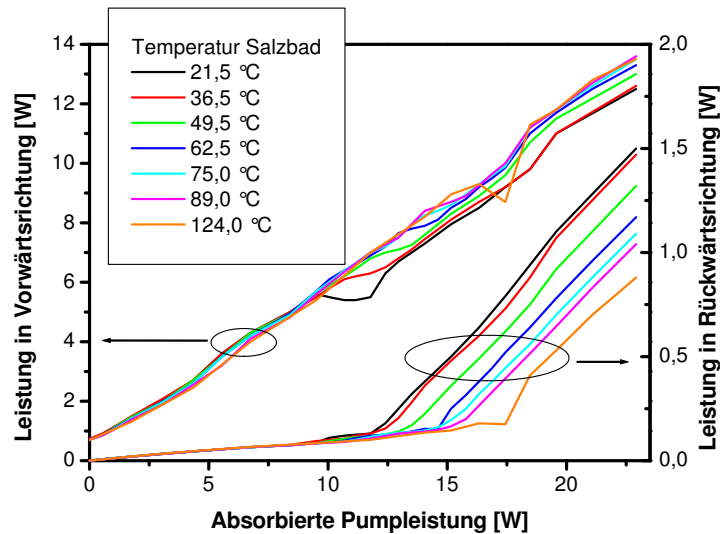


Abbildung 3.12: Leistungskennkurven am Faserausgang und Isolator für verschiedene Temperaturen des Salzbad

Windungen mit 25 cm Durchmesser zu einem Drittel des Umfangs auf einer Heizplatte. Der thermische Kontakt wurde trocken durch eine feinkörnige kristalline Schüttung hergestellt, um Hohlräume zwischen den Fasern auszufüllen. Die restliche Faser wurde von der schwach strömenden Umgebungsluft gekühlt ($\theta \approx 22^\circ\text{C}$). Damit SBS gesichert auftrat, wurde mit 50 m eine vergleichsweise große Faserlänge gewählt. Als Pumpquelle kam eine fasergekoppelte Laserdiode mit einer Emissionswellenlänge von 976 nm zum Einsatz. Der sonstige Aufbau (Abbildung 3.11) gleicht dem aus dem vorherigen Abschnitt.

Zur Bestimmung der Brillouin-Schwelle wurde die Leistung der an beiden Isolatorpolarisatoren ausgekoppelten, rückwärts gerichteten Strahlung gemessen. Unterhalb der Brillouin-Schwelle konnte bei allen Temperaturen der Heizplatte ein Wirkungsgrad von etwa 60 % erreicht werden (Diagramm 3.12). Die Graphik zeigt ein Ansteigen der am Isolator gemessenen Leistung mit der absorbierten Pumpleistung. Diese setzt sich aus gestreutem Signal, ASE und oberhalb der Schwelle auch aus der Stokes-Welle zusammen. Die zurückgestreute Signalleistung steigt aufgrund der Verstärkung mit der Pumpleistung an. Der ASE-Anteil dieser Messung ist sehr gering, da diese in das gesamte Volumen abgestrahlt wird und nur im Kern geführte ASE am Isolator detektiert wird. Ebenso wie im vorherigen Abschnitt konnte eine ASE-Unterdrückung $> 50\text{ dB}$ realisiert werden.

Oberhalb der SBS-Schwelle (im Diagramm bei 12 bis 18 W absorbierte Pumpleistung) steigt die rückwärtige Leistung wie erwartet stark an. Der Übergang zu einem stabilen Regime der stimulierten Streuung erfolgt teilweise nicht kontinuierlich. Die Signalleistung kann auch drastisch einbrechen (im Diagramm am Beispiel der schwarzen Kurve zu er-

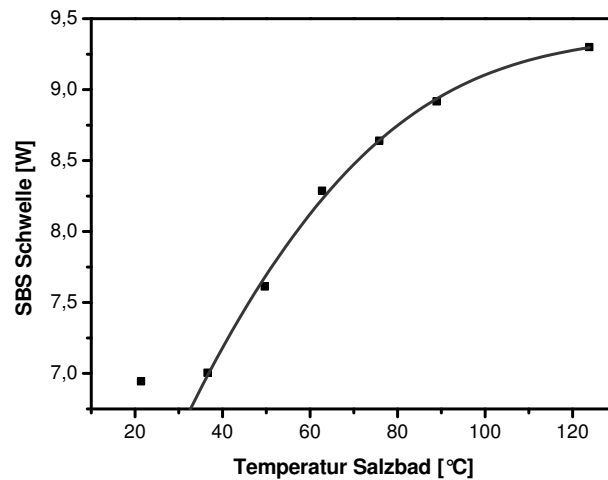


Abbildung 3.13: Experimentelle Temperaturabhängigkeit der SBS-Schwelle

kennen), anstatt nur eine geringere Effizienz zu zeigen („Abknicken“). Der Anstieg der Stokesleistung ist in jedem Falle ungestört.

Die zum Auftreten von SBS zugehörige Signalleistung ist in Abbildung 3.13 über der Temperatur des Salzbad aufgetragen. Bis zu einer Temperatur von etwa 35 °C hat die Temperaturmodulation offensichtlich keine Auswirkung auf die SBS-Schwelle – die Frequenzverschiebung ist noch kleiner als $\Delta\nu_B$. Darüber hinaus steigt die Schwelle deutlich an, aber zeigt eine Abschwächung des Effektes mit steigender Temperatur. Experimentell ist daher eine maximale Erhöhung der Brillouin-Schwelle von 35% zu verzeichnen. Für diesen im Vergleich zur Theorie kleinen Wert bieten sich folgende Erklärungen an:

- die Verstärkung der SBS in der Faser wurde nicht berücksichtigt,
- es wurden nicht nur zwei verschiedene Fasertemperaturen realisiert, durch Wärmeleitung kommt es zu einem „Verschleifen“ der zugrundegelegten Rechteckverteilung,
- die reale Temperatur des Faserkerns oder der Faser ist unbekannt, eine Messung ist aufgrund mangelnden Wärmekontaktes nicht möglich,
- der Temperaturkoeffizient der ν_B -Verschiebung der Faser ist kleiner als der angenommene (Quarzglas).

Ausgehend vom Diagramm läßt sich eine maximale SBS-Schwelle von 9,5 W abschätzen. Gleichung (3.6) liefert damit unter Annahme einer idealen Rechteckverteilung der Temperatur eine Verschiebung von etwa 20 MHz und einen Gradienten von nur $\frac{d\nu_B}{dT} \approx 170 \text{ kHz/K}$.

Kapitel 4

Inkohärentes und kohärentes Koppeln schmalbandiger Quellen

In diesem Kapitel wird die Leistungserhöhung durch die Kombination von mehreren Strahlquellen untersucht. Im ersten Teil wird das inkohärente Koppeln (incoherent combining) mit selbständiger Phasenkopplung der Strahlquellen durch den Laserprozeß untersucht, ohne die Bedingungen für Single-Frequency-Strahlung berücksichtigen zu müssen. Die gewonnenen Erkenntnissen werden im zweiten Teil für die externe Phasenkopplung von schmalbandigen Faserverstärkern angewandt. Dabei wird diese kohärente Kopplung (coherent combining) und ihre technische Realisierung grundlegend untersucht.

4.1 Leistungsskalierung von Faserlasern durch Incoherent-Combining

Zur Steigerung der Strahlungsleistung findet die Überlagerung von mehreren Lichtquellen in der Praxis vielfach Anwendung. Am häufigsten ist dabei der Einsatz einer größeren Zahl von Emittern zur simplen Erhöhung der Leistung, da die Ausgangsleistung der einzelnen Elemente limitiert ist oder nur unwirtschaftlich gesteigert werden kann. Beispielsweise seien hier Scheinwerferpylonen in Stadien oder Laserbarren statt Einzelemittlern genannt. Dieses Vorgehen erhöht allerdings nicht die Leistungsdichte.

Ist für den Einsatz einer Strahlungsquelle neben der Ausgangsleistung auch die Leistungsdichte entscheidend und diese Parameter können nicht gleichzeitig von einer Quelle erfüllt werden, so kommen zur Leistungsskalierung folgende Methoden der Anordnung

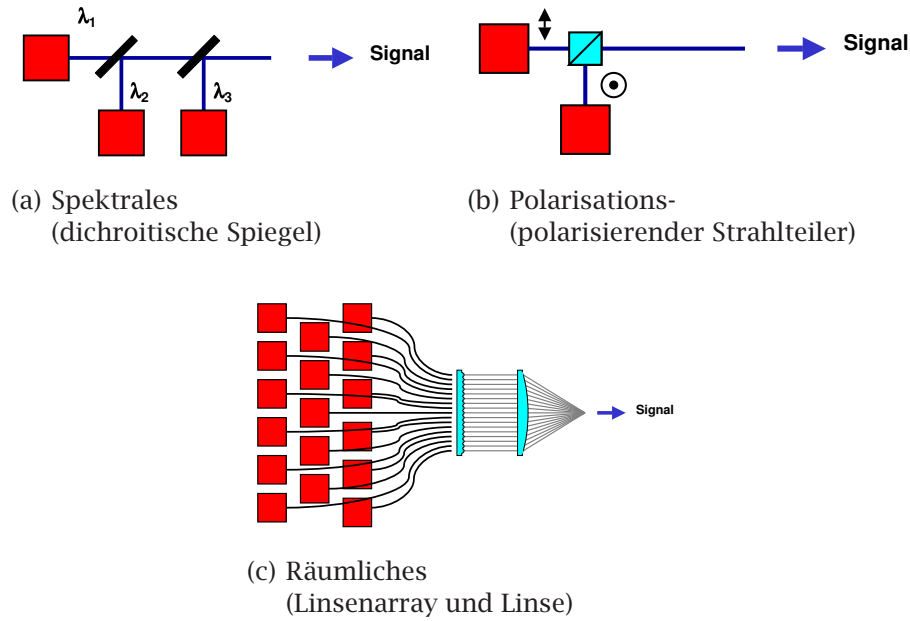


Abbildung 4.1: Multiplexen beim inkohärenten Koppeln

verschiedener Emittter zum Einsatz (schematische Darstellungen in Abbildung 4.1):

- räumliches Multiplexen,
- Polarisationsmultiplexen und
- Wellenlängenmultiplexen.

Mit diesen drei Techniken wird angestrebt, die Strahlqualität, charakterisiert durch das Strahlparameterprodukt $Q = M^2 \frac{\lambda}{\pi} = \frac{w_0 \theta_0}{2}$, bei der inkohärenten Überlagerung von N Strahlen bei gleichzeitiger Erhöhung der Ausgangsleistung zu erhalten. w_0 ist der Tailenradius und θ_0 der Öffnungswinkel des gesamten Strahlenbündels im Fernfeld. Theoretisch gefaßt wird dieses Ziel durch Einführung der Brillianz (Intensität je Raumwinkel)

$$B = \frac{P}{\pi^2 Q^2} = \frac{4P}{\pi^2 w_0^2 \theta_0^2} \quad , \quad (4.1)$$

die im Gegensatz zur Intensität $I = \frac{P}{\pi w_0^2}$ auch die Strahlqualität mit in Betracht zieht. Es existiert allerdings ein fundamentales Limit für die Erhöhung der Brillianz: Beim Überlagern beziehungsweise Koppeln mehrerer Laser oder allgemeiner, bei der Manipulation eines Strahlungsfeldes, kann maximal die Brillianz der ursprünglichen (einzelnen) Quelle erreicht werden [9]. Dies folgt aus dem Liouville'schen Gesetz, welches aussagt, daß das Volumen eines Elementes $\Delta\Omega$ im Phasenraum in nicht-dissipativen Systemen konstant

ist:

$$\frac{d}{dt}\Delta\Omega = \frac{d}{dt}(\Delta p_1 \dots \Delta p_N \Delta q_1 \dots \Delta q_N) = 0 \quad . \quad (4.2)$$

Die p_i und q_i sind hierbei die zueinander kanonisch konjugierten, generalisierten Impulse und Koordinaten. Assoziiert man dazu Größen eines Strahlungsfeldes, so erkennt man, daß für den i -ten Emitter $\Delta q_i \propto w_{0,i}$ und $\Delta p_i = \hbar \Delta k_i$ gilt. Zur Abschätzung von Δp_i setzt man den Öffnungswinkel θ_i und eine transversale Komponente Δk_i des Wellenzahlvektors in Relation:

$$\frac{\theta_i}{2} \approx \tan \frac{\theta_i}{2} = \frac{\Delta k_i}{k} = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta k_i \quad . \quad (4.3)$$

Das Produkt $\Delta p_i \Delta q_i$ ist daher indirekt proportional zur Brillianz:

$$\Delta p_i \Delta q_i \propto \hbar \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\theta_i}{2} w_{0,i} \quad (4.4)$$

$$\propto \frac{1}{\sqrt{B}} \quad . \quad (4.5)$$

Formel (4.4) führt über die Unschärferelation direkt zur Definition des Strahlparameterprodukts (für ein Gauß-Bündel: $\Delta q_i = \frac{w_{0,i}}{2}$ und $\Delta p_i = \hbar \frac{\pi}{\lambda} \frac{\theta_i}{2}$ [9]):

$$\frac{\hbar}{2} \leq \Delta p_i \Delta q_i = \hbar \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\theta_i}{2} w_{0,i} \quad (4.6)$$

$$1 \leq \frac{\pi}{\lambda} \frac{\theta_i}{2} w_{0,i} \quad (4.7)$$

$$M_i^2 = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\theta_i}{2} w_{0,i} \quad \text{mit} \quad M_i^2 \geq 1 \quad (4.8)$$

Die maximale Brillianz für eine gegebene Leistung ergibt sich daher für $M^2 = 1$, für beugungsbegrenzte Strahlqualität.

Räumliches Multiplexen In den meisten praktischen Fällen erlauben die Abmessungen der N einzelnen Emitter es nicht, den Füllfaktor $\eta_{\text{FF}} = \frac{NA_E}{A_{\text{ges}}}$ bezüglich der einzelnen Emitterflächen A_E und der Gesamtfläche A_{ges} zu erhöhen. Beträgt die Intensität des einzelnen Emitters I_E , so ergibt sich die Gesamtintensität zu $I_{\text{ges}} = \eta_{\text{FF}} I_E$. Da durch optische Abbildung der Gesamtapertur der Füllfaktor η_{FF} nicht geändert werden kann, bildet man die einzelnen Emitter getrennt auf eine kleinere Apertur ab. Hierbei kommen Spiegel (beam staggering) und Fasern (direkte Emitterkopplung) zum Einsatz. Breite Anwendung findet diese Technik, ebenso wie die folgenden, bei Diodenlasern und deren Bauformen, Barren

und Stacks.

Polarisations- und spektrales Multiplexen Stehen Quellen unterschiedlicher Polarisierung oder Wellenlänge zur Verfügung so können diese gekoppelt werden. Die Polarisationsrichtung und die Wellenlänge treten in (4.2) als weitere generalisierte Variablen auf. Die Brillanz kann somit auf Kosten der Polarisation und spektralen Reinheit erhöht werden. Für viele Anwendungen sind die genannten Eigenschaften nur minder wichtig, so daß diese Methoden häufig Gebrauch finden – Diodenstacks werden polarisationsgekoppelt und mittels dichroitischer Spiegel kombiniert. Effizienzmindernd wirken sich hierbei gegebenenfalls ein niedriger Polarisationsgrad der Stacks und flache Flanken der Transmissionskurven¹ bei den Spiegeln aus. Das Polarisationsmultiplexen ist einfach zu realisieren, allerdings nicht mit N skalierbar. Das spektrale Koppeln benötigt dagegen effiziente dispersive Elemente und ist skalierbar.

Da Seltenerd-dotierte Fasern ein sehr breites Emissionsspektrum aufweisen, läßt sich die letzte Technik sehr gut zum Koppeln mehrerer Laser nutzen. Die nötigen dispersiven Elemente, wie Gitter, zeigen sehr häufig eine Polarisationsabhängigkeit der Dispersion. Aktive polarisationserhaltende Fasern stehen mittlerweile zur Verfügung und erlauben somit die Anwendung dieser Technik. Neben der Voruntersuchung für die kohärente Kopplung wurde diese Methode auch aufgrund des Interesses an weiterer Leistungsskalierung von mir untersucht.

4.1.1 Theorie

Wie schon oben ausgeführt, kann man auf Kosten der spektralen Bandbreite N Laser, in diesem Fall Faserlaser, miteinander koppeln und die Brillanz erhöhen. Die dazu nötigen zentralen Elemente und wichtigen Angaben sind in Abbildung 4.2 dargestellt [7, 15].

Die Faserlaser des Faserarrays mit Aperturen in einer Ebene werden durch eine Linse der Brennweite f auf ein Gitter abgebildet. Das Gitter als dispersives Element bildet funktional in diesem Aufbau die Position eines jedes Elementes des Faserarrays auf eine Wellenlänge ab. Die Linse hingegen hat dabei sowohl die Aufgabe der Kollimation der Strahlung aus den einzelnen Fasern, als auch die Überlappung auf dem Gitter zu realisieren. Sie transformiert daher die Position in einen Einfallswinkel auf dem Gitter. Dies wird

¹Je größer / steiler die Änderung der Transmission ($dT/d\lambda$) der Spiegel ist, um so kleiner kann der Wellenlängenabstand zweier Stacks gewählt werden. In ein gegebenes Wellenlängenintervall passen somit mehr Dioden, die gekoppelte Leistung ist höher.

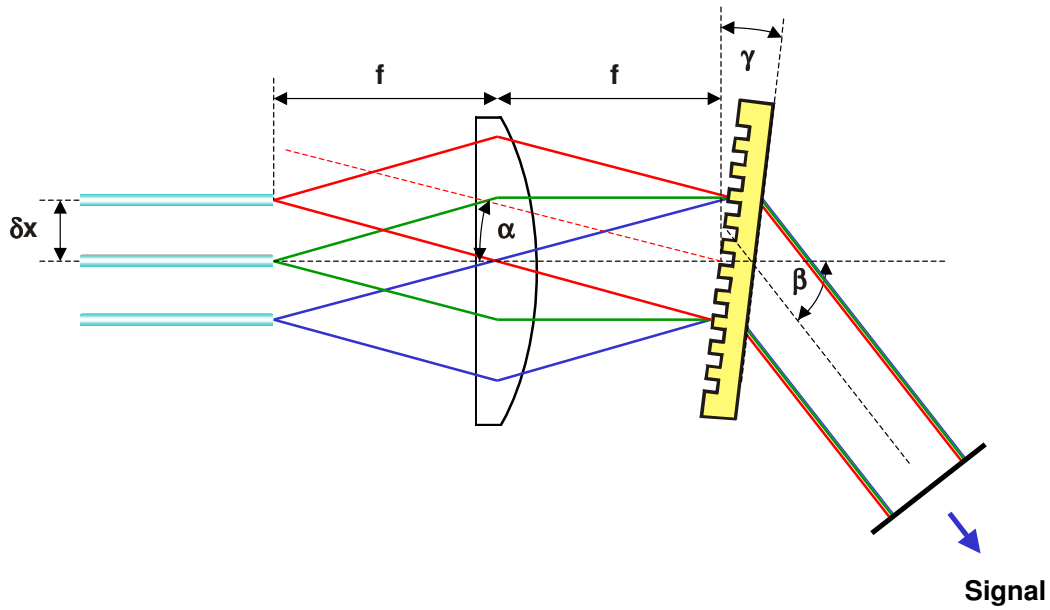


Abbildung 4.2: Koppeln mehrerer Faserlaser mittels Transmissionsgitter

durch einen $2f$ -Aufbau erreicht. Durch geeignete Wahl der Linse und des Gitters und der richtigen Justage des Aufbaus werden sich die den Fasern im Resonator zugeordneten spektralen Anteile hinter dem Gitter (in 4.2 rechts) coaxial und mit weitestgehend gleicher radialer Verteilung überlagern. Der Resonator der zu bildenden vielarmigen Kavität wird aus dem Auskoppelspiegel hinter dem Gitter und aus hochreflektierenden Spiegeln an den anderen N Faserenden gebildet. Der Auskoppelspiegel muß breitbandig ausgelegt sein, um über das komplette Emissionsspektrum mit einer spektralen Breite von $\Delta\lambda_{\text{ges}}$ eine geeignete Reflektivität aufzuweisen.

Die theoretische Betrachtung geht von N Fasern (Nummerierung $i = -\frac{N-1}{2} \dots \frac{N-1}{2}$, beginnend oben in der Skizze) mit einem jeweiligen seitlichen Abstand δx zueinander und der Position $x_i = i \delta x$ bezüglich der optischen Achse der Linse aus. Durch die Abbildung der Linse wird das Strahlbündel i , austretend aus Faser i , unter dem Winkel α_i auf das Gitter einfallen und entsprechend seiner noch undeterminierten Wellenlänge λ (entsprechend dem Verstärkungsspektrum der Faser im ersten Umlauf im Resonator) unter dem Winkel β gebeugt. β bestimmt sich aus der Beugung am Gitter:

$$\beta = \varphi + \gamma \quad (4.9)$$

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{s} \quad \text{bei senkrechtem Einfall,}$$

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{s} + \sin(\gamma + \alpha_i) \quad \text{bei schrägem Einfall.} \quad (4.10)$$

$\gamma + \alpha_i$ ist dabei der Einfallswinkel auf das verkippte Gitter, φ der klassisch definierte Beugungswinkel, k die Beugungsordnung und s die Gitterkonstante. Im Resonator wird nun durch die Stellung des Auskoppelspiegels und dessen Rückkopplung ein Winkel β_G (einer negativen Beugungsordnung) selektiert ($\beta, \varphi < 0$) und dies führt wegen (4.10) zur Festlegung einer Wellenlänge

$$\lambda_i = \frac{s}{k} (\sin(\beta_G - \gamma) - \sin(\gamma + \alpha_i)) \quad (4.11)$$

des Strahlenbündels i , welcher wiederum über Gitter und Linse auf Faser i abgebildet wird. Jede Faser beziehungsweise jeder Resonatorarm verstärkt daher wie gewünscht einen eigenen Wellenlängenbereich.

Ist die Gesamtbreite des Faserarrays $\Delta x = (N - 1) \delta x$ klein gegen f , so sind die auftretenden Winkel klein und es kann für die Bestimmung der Winkel die paraxiale Näherung

$$\frac{x_i}{f} = \tan \alpha_i \approx \alpha_i \quad (4.12)$$

verwendet werden. Ein kleines Δx verringert auch den Fehler durch die Kippung des Gitters aus der Fokusebene. Das Gitter transformiert nach (4.11) die Position ausgehend von

$$\begin{aligned} i \delta x &= x_i - x_0 = (\alpha_i - \alpha_0) f \\ &= \alpha_i f \quad \text{zu} \end{aligned} \quad (4.13)$$

$$\begin{aligned} i \delta \lambda &= \lambda_i - \lambda_0 = \frac{s}{k} (\sin \gamma - \sin(\gamma + \alpha_i)) \\ &= \frac{s}{k} (\sin \gamma - \sin(\gamma + \frac{x_i}{f})) \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\approx \frac{d\lambda}{dx} x_i = \frac{1}{D_x} x_i \quad (4.15)$$

$$\approx \frac{1}{f D_\alpha} x_i = -\frac{s \cos \gamma}{k f} x_i \quad (4.16)$$

D_x ist die lineare und D_α die Winkel-Dispersion des Gitters. Entsprechend läßt sich die

spektrale Bandbreite des gekoppelten Lasers $\Delta\lambda_{\text{ges}}$ mit

$$\Delta\lambda_{\text{ges}} = (N - 1) \delta\lambda \quad (4.17)$$

$$\approx (N - 1) \delta x \frac{-kf}{s \cos(\gamma + \frac{x_i}{f})} \quad (4.18)$$

$$\approx \Delta x_{\text{ges}} \frac{s \cos \gamma}{-kf} \approx \frac{\Delta x_{\text{ges}}}{D_x} \quad (4.19)$$

und der Breite der Faseranordnung Δx_{ges} abschätzen.

Ausgehend von der Winkelbreite α_V unter der ein Beugungsmaximum eines Gitters mit n beleuchteten Spalten gesehen wird, kann ein Kriterium für die maximale einsetzbare Anzahl von Emittlern gewonnen werden [7]. α_V ist dabei gleich dem Winkelabstand zwischen zwei Beugungsmaxima und entspricht nach der Abbildung durch die Linse dem minimalen Abstand zweier Faserkerne, die ansonsten nicht mehr spektral voneinander unabhängig wären, sich im Spektrum daher überlappen würden. Es gilt:

$$\begin{aligned} \alpha_V &\approx \sin \alpha_V = \frac{\lambda}{ns} \\ x_V &= f \alpha_V = \frac{f\lambda}{ns} \end{aligned} \quad (4.20)$$

$$\begin{aligned} N &= \frac{\Delta x_{\text{ges}}}{x_V} \\ &= \Delta\lambda_{\text{ges}} \frac{-kn}{\lambda \cos \gamma} \quad . \end{aligned} \quad (4.21)$$

x_V ist hierbei das räumliche Auflösungsvermögen des Systems Linse / Gitter.

Analog kann auch eine Beziehung zur Dimensionierung von Gitter und Linse gewonnen werden, wenn die Breite eines Beugungsmaximums des Gitters auf die Grundmode einer Faser mit dem Modenfelddurchmesser $w_0 = x_V$ abgebildet werden soll:

$$f < ns \frac{w_0}{\lambda} \quad . \quad (4.22)$$

$\frac{w_0}{\lambda}$ liegt aufgrund der Faserparameter im einstelligen Bereich (für LMA-Fasern auch größer). ns als der ausgeleuchtete Bereich des Gitters sollte deshalb die gleiche Größenordnung wie f aufweisen. Weiterhin ist bei gegebenen Gitter dessen Breite möglichst gut auszunutzen, da f groß gewählt werden sollte, um Abbildungsfehler zu vermeiden. Diese würden durch die Gitterdispersion, ebenso wie ein zu breites Beugungsmaximum zu einer Abbildung von Wellenlängenanteilen auf benachbarte Fasern führen, was nicht erwünscht ist.

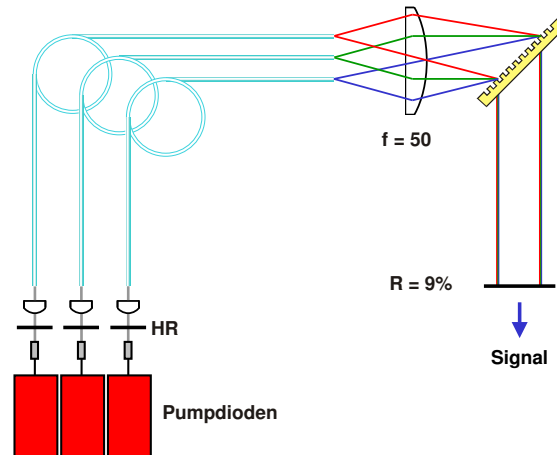
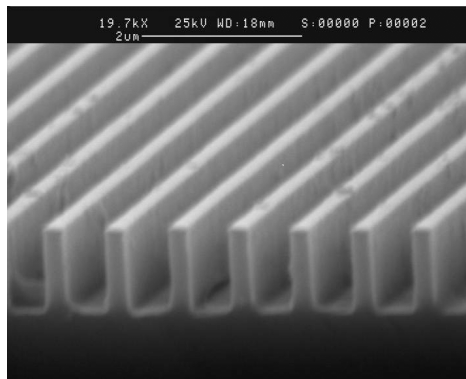
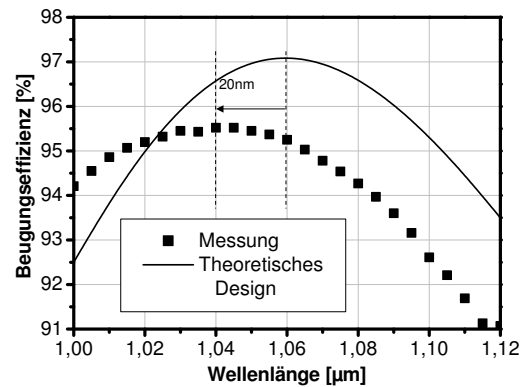


Abbildung 4.3: Aufbau für das spektrale Koppeln von Faserlasern



(a) Querschnitt



(b) Effizienzmessung

Abbildung 4.4: Transmissionsgitter aus Quarzglas

4.1.2 Aufbau, Ergebnisse, Schlußfolgerungen

Der komplette Aufbau ist in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Als dispersives Element wurde ein am IAP hergestelltes Transmissionsgitter aus Quarzglas mit 1250 Linien je mm ($s = 800 \text{ nm}$) benutzt. Es wurde unter $\gamma \approx 45^\circ$ ausgerichtet und in -1-ter Ordnung betrieben, da das Gitterdesign für die Littrow-Anordnung optimiert wurde und hohe Beugungseffizienz erzielt werden sollte. Der Littrow-Winkel nach $\sin \gamma_{\text{Littrow}} = \frac{-k\lambda}{2s}$ betrug für die mittlere Faser 43° . Der Querschnitt in Abbildung 4.4(a) zeigt ein technisch allgemein beherrschtes Aspektverhältnis von 1:2 und sehr steile Kanten. Die hohe Beugungseffizienz (Diagramm 4.4(b)) von über 94 % im benutzten Spektralbereich führt nur zu geringen Verlusten im Resonator. Die Faserenden wurden mit einer sphärischen Linse mit einer Brennweite von $f = 50 \text{ mm}$ auf das Gitter abgebildet.

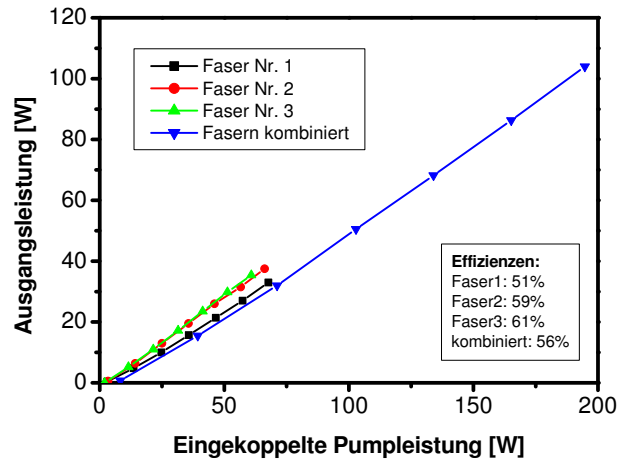


Abbildung 4.5: Kombinierte und einzelne Ausgangsleistungen in Abhängigkeit von der eingekoppelten Pumpleistung

Drei gleiche Fasern (Nufern PLMA-YDF-20/400) mit einer jeweiligen Länge von 15 m wurden als aktive Medien eingesetzt. Das Faserdesign weist einen Kerndurchmesser von $20\text{ }\mu\text{m}$, eine Kern-NA von 0,06 und einen achteckigen Pumpkern mit einem Durchmesser von $400\text{ }\mu\text{m}$ und einer NA von 0,46 auf. Der Durchmesser des Acrylat-Coatings betrug etwa $550\text{ }\mu\text{m}$. Da die Beugungseffizienz des Gitters polarisationsabhängig ist (breitbandige Optimierung der Effizienz für TE-polarisiertes Licht), wurden polarisationserhaltende Fasern nach dem Panda-Design ausgewählt. Deren Doppelbrechung wird vom Hersteller mit $B \geq 3,5 \cdot 10^{-4}$ angegeben. Im Betrieb als Laser liegt die Polarisationsrichtung in der Ebene der Stresselemente. Entsprechend wurden die drei Fasern einseitig gemeinsam in einem Halter ausgerichtet und schräg poliert um individuellen Laserbetrieb der Fasern bei höheren Pumpleistungen durch Fresnel-Reflexion an diesen Enden auszuschließen. Um die spektrale Breite $\Delta\lambda_{\text{ges}}$ klein zu halten, wurde wegen (4.19) der Abstand der Fasern möglichst gering gehalten. Dazu und für die Ausrichtung wurden die Fasern am gitterseitigen Ende vom Coating befreit und mit direktem Kontakt des Acrylats zueinander durch Klemmung befestigt. δx liegt daher in der Nähe des Coatingdurchmessers.

Die Faserlaser wurden mittels dreier fasergekoppelter Laserdioden bei einer Pumpwellenlänge von 976 nm gepumpt. Die maximale Leistung jeder Diode lag bei etwa 80 W . Die erreichte maximale kombinierte Ausgangsleistung betrug 104 W . Wie Diagramm 4.5 zeigt, konnte bezüglich der eingekoppelten Pumpleistung eine Effizienz von 56% erreicht werden. Die Ausgangsleistung war nur durch die verfügbare Pumpleistung limitiert, begrenzende nichtlineare Effekte traten nicht auf.

Das zugehörige Spektrum bei der maximalen Leistung zeigt Abbildung 4.6(a). Um die zentrale Laserlinie bei $\lambda_0 = 1076,5\text{ nm}$ sind die Linien der beiden anderen Faserlaser mit

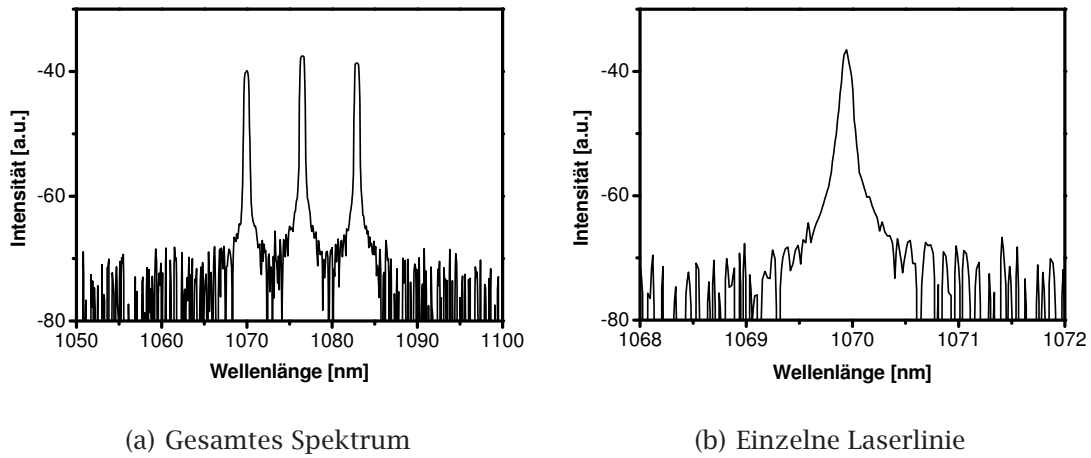


Abbildung 4.6: Optische Spektren bei gekoppelter Ausgangsleistung von 104 W

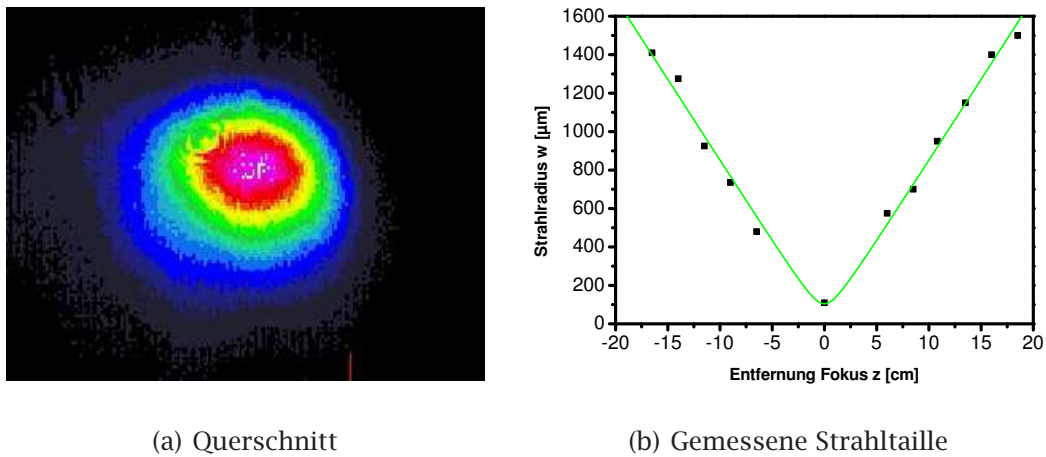


Abbildung 4.7: Charakterisierung der Strahlqualität

einem $\delta\lambda$ von 6,5 nm angeordnet. Zum Vergleich ergibt aus den obigen Daten des Aufbaus und (4.19) eine gesamte spektrale Bandbreite von 14,1 nm. Die Abweichung zum gemessenen Wert ist klein und lässt sich leicht durch einen nicht perfekten Kontakt der Acrylathüllen erklären, welcher beim Ausrichten der Fasern entstehen kann. Daneben (Abbildung (4.6(b))) ist bei höherer Auflösung eine der drei Linien mit einer Halbwertsbreite von $<0,1$ nm dargestellt. Diese für einen Faserlaser vergleichsweise kleine Bandbreite resultiert aus der wellenlängenselektiven Rückkopplung durch das Gitter.

Die Strahlqualität wurde mit einer langbrennweitigen Linse ($f = 500$ mm) und einer verfahrenbaren CCD-Kamera charakterisiert und kann mit $M^2 \leq 2,7$ angegeben werden. Einen Strahlquerschnitt und die gemessene Divergenz des Strahles zeigt Abbildung 4.7.

Der M^2 -Wert eines einzelnen Faserlasers wurde mit 1,1 bestimmt [45]. Die Strahlqualität wird durch die Fehler des Gitters und die Abbildungsfehler der sphärischen Linse limitiert beziehungsweise im Vergleich zur Einzelfaser verschlechtert. Hervorzuheben sind als Gitterfehler hierbei der „stitching error“ und das „grid snapping“. Diese führen zu Geisterbildern beziehungsweise zu unscharfen / verschmierten Beugungsordnungen. Sie werden verursacht durch das Herstellungsverfahren des Gitters und können durch genauere oder aufwendigere Verfahren (zum Beispiel direktes Schreiben) vermieden werden.

Mit der verwendeten Linsen-Gitter-Kombination und der Breite des Verstärkungsspektrums von Ytterbium von etwa 80 nm, erhält man $n \approx 200$. Allerdings sind hier undotierte Bereiche zwischen den Fasern noch nicht berücksichtigt, ohne die es zur ungewollten Kopplung durch evaneszente Felder kommen würde. Realistischerweise ist dieser Wert daher noch mit einem Faktor 1/5 zur Entkopplung der evaneszenten Felder zu versehen [5]. Somit können etwa 40 Faserlaser mit der vorgestellten Technik gekoppelt werden. Eine Abschätzung mit einer Ausgangsleistung eines grundmodigen Einzelmitters von 2 kW [13] im Labor ergibt daher eine maximale Leistungsabgabe von 80 kW. Limitierend würden hierbei thermische Eigenschaften der Fasern, die die Einzelleistungen begrenzen, und die optische und thermische Belastbarkeit der Kombinationslinse, des Gitters und des Auskoppelspiegels wirken. Zentrale Problempunkte eines solchen Systems wären aufgrund der Strukturierung des Gitters dessen optische Zerstörung und die Wärmeabfuhr aus der kleinzuhaltenden Umgebung der genannten optischen Komponenten. Die Fasern können entsprechend einzeln gekühlt werden. Die thermische Belastung liegt hauptsächlich auf der Pumpeinkoppelseite. Das Gitter muß eine hohe Güte aufweisen, um Effizienz-minderndes und Kühlleistung-steigerndes Streulicht und nicht optimale Einkopplung in die Fasern zu vermeiden. Erst bei höheren Leistungen spielt die Absorption der optischen Schichten auf dem Gitter und im Gitter selbst eine Rolle. Reflexionsgitter können hier wegen des fehlenden Durchgangs die Leistungsgrenze nach oben verschieben. Thermisch bedingte Verformungen der externen optischen Komponenten würden darüber hinaus ebenfalls die Strahlqualität mindern.

In diesem Abschnitt konnte die spektrale Kopplung von drei Faserlasern mit einer kombinierten Ausgangsleistung im 100 W-Bereich und guter Strahlqualität demonstriert werden. Durch Verwendung von optischen Elementen mit hohen Zerstörschwellen ist es möglich, mit dieser Technik die Ausgangsleistung einerseits durch Erhöhung der Leistung der einzelnen Faserlaser als auch durch Erhöhung der Anzahl der aktiven Elemente zu steigern. Die Skalierung der Gesamtleistung in den kW-Bereich ist möglich.

4.2 Leistungsskalierung von Faserverstärkern mittels Coherent-Combining

In diesem Abschnitt wird eine Methode zur Leistungsskalierung eines Lasers durch Überlagerung mehrerer kohärenter Teilstrahlen vorgestellt. Diese kann im Falle der Leistungsbegrenzung eines konventionellen MOPA-Systems eingesetzt werden, zum Beispiel wenn ein einzelner Verstärker durch nichtlineare Effekte limitiert ist und somit die Verwendung einer Verstärkerkette ausscheidet.

Die Technik des kohärenten Koppelns wird dabei in zwei Ausprägungen unterteilt:

- direktes kohärentes Überlagern (coherent superimposing) und
- Darstellung einer Phasen-Matrix (phased array).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die erste Methode untersucht, weil sie eine Feldverteilung liefert, die im Optimum nicht vom Feld eines einzelnen Emitters zu unterscheiden ist. Sie stellt daher die wichtigste Koppelmethode überhaupt dar. Die Strahlen werden sowohl im Nah- als auch im Fernfeld kollinear beziehungsweise coaxial überlagert. Die Strahlqualität ist daher unabhängig von der Anzahl und der Leistung der Emitter. Bei der zweiten Methode werden die Ausgangsstrahlen nur im Fernfeld überlagert. Die Ausgänge der Emitter werden zu einem periodischen Gitter angeordnet und die Phasen für die Überlagerung geeignet kontrolliert [35]. Es müssen gewisse Einschränkungen bezüglich der Strahlqualität hingenommen werden, die mit zunehmender Anzahl von Emitttern aber schwächer werden. Wichtigstes Ziel neben der Leistungserhöhung ist dabei die Möglichkeit der Strahlablenkung (beam steering) mittels der Phasensteuerung, analog zum technischen Einsatz bei Radarantennen. Durch geeignete Wahl der Phasendifferenz zwischen einzelnen Emitttern kann richtungsabhängig destruktive und konstruktive Interferenz hervorgerufen und so die Abstrahlcharakteristik des Systems (Öffnungswinkel, Richtung und Leistungsverteilung) manipuliert werden. Ein Beispiel ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Eine maximale Ablenkung der „Hauptkeule“ von ca. 60° in jede Richtung ist auf diesem Wege sehr schnell (im ns-Bereich²) realisierbar. Ein weiterer wichtiger Vorteil ist die Vermeidung jeglicher bewegter Ablenkungseinheiten, welche mit der gesamten Strahlungsleistung belastet sind.

²Die Einstellzeit ist technisch limitiert durch die Grenzfrequenzen der verwendeten Phasenmodulatoren, wird aber zusätzlich eingeschränkt durch die meist längere Berechnungszeit für das Phasenfeld zum Ansteuern der Modulatoren.

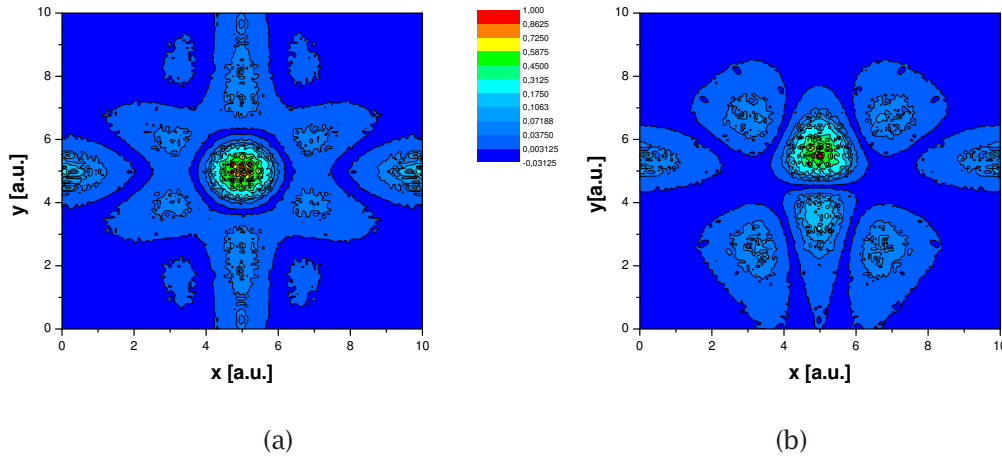


Abbildung 4.8: Beam-Steering: Intensitätsverteilung einer hexagonalen Anordnung von 7 Strahlquellen jeweils im Abstand von 150λ von den Aperturen; ohne Phasendifferenz 4.8(a) und mit maximal 1 rad 4.8(b). Die Verlagerung des zentralen Maximums entspricht einer Neigung der zentralen Strahlungskeule von etwa 10° .

4.2.1 Methoden zum Koppeln von Laserquellen

Neben der in Abschnitt 4.1 untersuchten spektralen Strahlkombination sind auch weitere Methoden zum parallelen Einsatz mehrerer aktiver Elemente in einem Laseraufbau entwickelt worden. Die Zielstellung ist aber die Emission bei einer einzigen Wellenlänge und ermöglichen erst damit die Umsetzung der Zielstellung dieser Arbeit. Zum Einsatz kommen dabei:

1. selbständige Kopplung von Resonatoren durch evaneszente Felder (4.9(a)),
2. selbständige Kopplung von Resonatoren durch mehrarmige Resonatoren (4.9(b)),
3. eigenständige Resonatoren mit externer elektronischer Kontrolle der Frequenz und Phase (4.9(c), elektronische Kopplung der optischen Quellen) und
4. externe Phasenkopplung mehrerer Laser oder Verstärker durch einen Seed-Laser (injection locking) (4.9(d), optische Kopplung der optischen Quellen).

Diese Methoden wurden demonstriert und erreichten zu Beginn diese Arbeit Leistungen im Watt-Bereich. Mittlerweile sind Ausgangsleistungen im Bereich bis 300 W publiziert. Die Kopplung mittels evaneszenter Felder bietet sich bei Wellenleiterlasern und -verstärkern an. Der Abstand zweier Wellenleiter, typischerweise kleiner als fünf Wellenleiterbreiten, bestimmt, ob diese bezüglich ihrer Phase mit- oder gegenkoppeln. Bei Methode 2 wird die Mitkopplung durch einen gemeinsamen Auskoppelspiegel erzwungen. Methoden 1 und 2 leiden bei einer großen Anzahl N von Emitttern, beispielsweise $N > 10$,

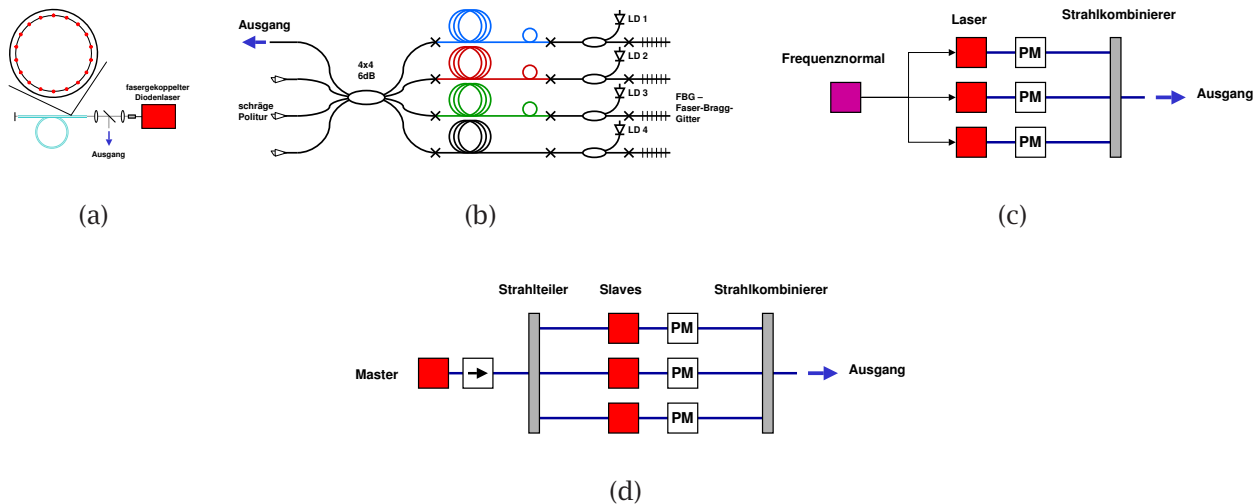


Abbildung 4.9: Methoden des kohärenten Koppels

unter mangelnder Diskriminierung der „in-phase“-Supermode mit maximaler Ausgangsleistung, da die Emittoren nur mit ihren nächsten Nachbarn gekoppelt sind (bei 2. sind dann mehrstufige Koppler nötig). Die fehlende Fernkopplung resultiert in einem chaotischen Verhalten, Musterbildung und verschiedenen Emissionswellenlängen [5, 8, 43]. Die notwendige Selbstorganisation der Kopplung kann mit diesen Techniken typischerweise nur in Lasern erreicht werden. Bei der Nutzung von Fasern ist dagegen bei Methode 1 wegen der um Größenordnungen größeren Koppellänge zwischen den Emittoren auch der Einsatz als Verstärker möglich [43] (maximale Leistung 3,5 W). Weiterhin ist mit Fasern ein sehr einfacher und störungsunempfindlicher Aufbau nach Methode 2 mittels angesplicerter Faser-X-Koppler möglich [4, 57, 84, 90]. Die Skalierbarkeit ist in diesem Falle durch die Leistungsstabilität der Koppler auf einige wenige hundert Watt (Stand der Technik) begrenzt.

Methode 3 setzt stabilisierte Oszillatoren voraus, die aktiv durch Vergleich mit einer Referenz auf die gleiche Frequenz stabilisiert werden. Dies ist die Grundvoraussetzung dafür, dass eine zweite Regelstufe die phasenrichtige Überlagerung realisiert. Diese Technik ist aufgrund der komplexen Stabilisierungsregelungen als sehr aufwendig zu beurteilen.

Durch das Einkoppeln eines Seed-Lasers in mehrere Verstärker oder Slaves eines Injection-Locking-Systems werden alle Emittoren auf die gleiche Wellenlänge gezwungen und können dann mittels Regelelektronik und Stellelementen phasengekoppelt werden (Methode 4). Die Wellenlängenstabilisierung aus Methode 3 wird hier also auf optischen Wege durchgeführt. Eine entsprechende Prinzipskizze zeigt Abbildung 4.9(d). Das Ge-

samtsystem kann als aktives mehrarmiges Mach-Zehnder-Interferometer betrachtet werden.

Das letzte Verfahren habe ich unter der Benutzung von Faserverstärkern angewendet, da Injection-Locking-Teilsysteme zusätzlichen Material- und Regelaufwand hervorrufen würden.

4.2.2 Aktives Mach-Zehnder, combining Verstärker

Im untersuchten aktiven Mach-Zehnder-Interferometer (MZ) befinden sich in beiden Interferometerarmen verstärkende Elemente. Aufgrund der in Kapitel 3 genannten Vorteile wurden Yb-dotierte Doppelkernfasern eingesetzt. Das Signal wurde in einem Arm direkt verstärkt und im zweiten mittels eines integriert-optischen Wellenleiters phasenmoduliert. Die Strahlvereinigung geschah wahlweise auf einem 1:1-Spiegel oder in einem Polarisationssteilerwürfel. Entsprechend waren dazu noch Meßelemente und Regelschaltungen notwendig.

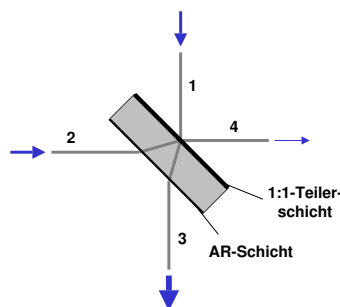


Abbildung 4.10: Kohärente Überlagerung an einem Spiegel

Theorie

Koppeln mittels Spiegel Für die theoretische Betrachtung der direkten Überlagerung mittels 1:1-Spiegel gehen wir von zwei ebenen Wellen $\vec{E}_{a,b}$ aus, die sich vom Port 3 (Ausgang, Schema 4.10) aus in z -Richtung vom Spiegel entfernen. \vec{E}_a möge der durch den Teilerspiegel transmittierte Anteil von \vec{E}_1 und \vec{E}_b der am Spiegel reflektierte Anteil von \vec{E}_2 sein. $\vec{E}_{1,2}$ seien die beiden an den Eingängen 1 und 2 des Teilerspiegels einfallenden

ebenen Wellen:

$$\vec{E}_{a,b} = \frac{1}{\sqrt{2}} \vec{E}_{1,2} \quad (4.23)$$

$$= \frac{1}{2} \vec{E}_{0a,b} e^{i(k_{a,b} \vec{r} - \omega_{a,b} t)} + \text{c.c.} \quad (4.24)$$

$$= \frac{1}{2} \vec{E}_{0a,b} e^{i(k_{za,b} z - \omega_{a,b} t)} + \text{c.c.} \quad , \quad (4.25)$$

wobei E_0 die komplexe Amplitude, \vec{k} der Wellenzahlvektor und ω die Kreisfrequenz der jeweiligen Welle sind. Am Port 4 gibt es entsprechend auch zwei Wellen, mit einer jeweiligen Phasendifferenz³ von π aufgrund der Reflexion am dichteren Medium. Da die Verstärker mit dem gleichen Laser geseedet werden und die Strahlen aus beiden Armen nach dem Interferometer coaxial sind, kann auf die Indizes für \vec{k} und ω verzichtet werden. Die Überlagerung \vec{E} ergibt sich dann mit $\Delta\phi$ als Phasendifferenz zwischen beiden Wellen und unter der Annahme von reellen Amplituden E_{0a} und E_{0b} zu:

$$\vec{E} = \vec{E}_a + \vec{E}_b \quad (4.26)$$

$$= \frac{1}{2} (E_{0a} + E_{0b} e^{i\Delta\phi}) e^{i(k_z z - \omega t)} + \text{c.c.}$$

$$E = \frac{1}{2} ((\bar{E} + \Delta E) + (\bar{E} - \Delta E) e^{i\Delta\phi} + \text{c.c.})$$

$$= 2(\bar{E} \cos^2 \frac{\Delta\phi}{2} + \Delta E \sin^2 \frac{\Delta\phi}{2}) \quad \text{mit} \quad (4.27)$$

$$\bar{E} = \frac{1}{2} (E_{0a} + E_{0b}) \quad \text{und} \quad \Delta E = \frac{1}{2} (E_{0a} - E_{0b}) \quad .$$

Das Betragsmaximum von \vec{E} , mithin das Optimum der Kopplung, wird für $\Delta\phi = 2n\pi$, $n \in \mathbb{N}$ erreicht:

$$\vec{E}_{\max} = (E_{0a} + E_{0b}) e^{i(k_z z - \omega t)} \quad . \quad (4.28)$$

Speziell für gleiche Amplituden $E_{01} = E_{02} = E_0$:

$$\vec{E}_{\max} = \sqrt{2} E_0 e^{i(k_z z - \omega t)} \quad . \quad (4.29)$$

³Durch die Aufteilung am Spiegel entsteht eine transmittierte Welle und eine reflektierte Welle mit Phasensprung π .

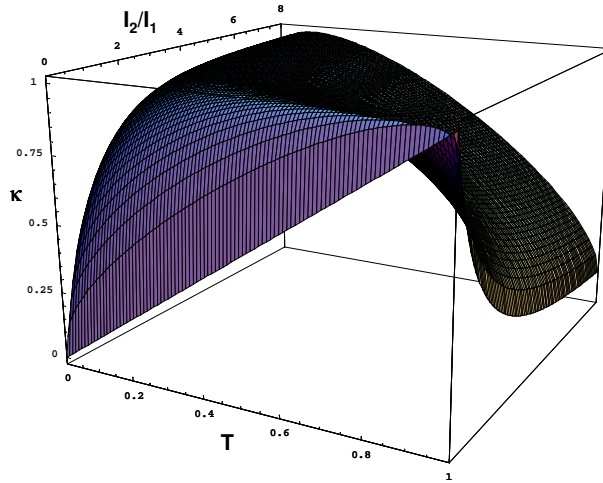


Abbildung 4.11: Koppeffizienz κ in Abhängigkeit der Spiegeltransmission T und dem Eingangsintensitätsverhältnis I_2/I_1

Mit obiger Schreibweise einer Welle (Gleichung (4.25)), erhält man die beobachtete Intensität (mit $Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ als Vakuumwellenwiderstand)

$$I = \frac{1}{Z} \vec{E}_0 \vec{E}_0^* . \quad (4.30)$$

Entsprechend ergibt sich bei der Kopplung zweier Wellen mit der Intensität I_0 vor dem Spiegel die maximale Intensität von $I_{\text{ges}} = 2I_0$ am Ausgang. Durch die Kopplung können also die Eingangsleistungen von Port 1 und 2 komplett auf Port 3 zusammengefaßt werden.

Im Experiment kommt ein Strahlteiler zum Einsatz, der abhängig von der einfallenden Polarisation eine Transmission T und eine Reflektivität R besitzt. Die Eingänge mögen, wie in Skizze 4.10 dargestellt, die Indizes 1 und 2, der Ausgang 3, der dunkle Port 4 tragen. Wird am Ausgang konstruktive Interferenz eingestellt, stellt sich am dunklen Port aufgrund des Phasensprunges destruktive Interferenz ein. Dann ergibt sich am Teiler-spiegel folgende Intensitätsverteilung:

$$I_3 = TI_1 + RI_2 + 2\sqrt{TR}\sqrt{I_1I_2} \quad (4.31)$$

$$I_4 = TI_2 + RI_1 - 2\sqrt{TR}\sqrt{I_1I_2} . \quad (4.32)$$

Nun kann man eine Koppeffizienz $\kappa = \frac{I_3}{I_1 + I_2} \leq 1$ definieren. Für einen verlustfreien Spiegel ($R = 1 - T$) ist immer ein $\kappa = 1$ möglich (Abbildung 4.11). Die Asymmetrie des Spiegels muß dabei durch eine Asymmetrie der Eingangsintensitäten ausgeglichen

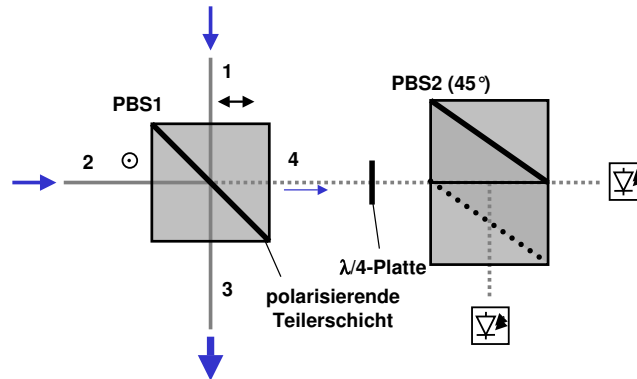


Abbildung 4.12: Kohärente Überlagerung an einem Polarisationsstrahlteiler

werden:

$$\kappa = 1 \iff \frac{I_2}{I_1} = \frac{1 - T}{T} \quad . \quad (4.33)$$

Da aber normalerweise zwei Verstärker gleicher Leistung zur Verfügung stehen, ist ein 1:1-Teiler ($T = \frac{1}{2}$) zu wählen. Betrachtet man nun elliptisch polarisierte Wellen an den Eingängen, können die bisherigen Überlegungen für jeweils eine Polarisationsrichtung übernommen werden. Sind die Polarisationsgrade p_1 und p_2 gleich, so ist trotzdem eine Koppelleffizienz von eins möglich, weil die Phasenbedingung $\Delta\phi = 2n\pi$ für beide Polarisationsrichtungen gleichzeitig erfüllt wird. Man erhält in diesem Fall am Ausgang ein Signal mit dem Polarisationsgrad $p_1 = p_2$. Einschränkend wirkt hierbei, daß dies einen Strahlteiler voraussetzt, der ein polarisationsunabhängiges Teilverhältnis aufweist⁴. Dies ist bei der Herstellung dielektrischer Schichtsysteme aber leider nur beschränkt möglich.

Bei dieser Koppelmethode zieht eine Phasenvariation nach Gleichung (4.27) eine Amplitudenmodulation am Ausgang nach sich. Aus dieser muß daher für eine Regelung das Fehlersignal abgeleitet werden. Die Polarisation am Ausgang ist dagegen unabhängig von der Phasendifferenz. Der Wellenzahlvektor wird durch den Aufbau nicht beeinflusst.

Koppeln mittels Polarisationsstrahlteiler Diese Methode läßt den Wellenzahlvektor ebenfalls unverändert. Durch geeignete Justage der Polarisationsrichtungen der Eingangswellen kommt am Polarisationsstrahlteiler 1 (PBS1) eine Überlagerung der Wellen wie in Abbildung 4.12 zu Stande. Eine Phasendifferenz zwischen beiden Armen verändert die

⁴Das Teilverhältnis des Spiegels muß unabhängig von der Polarisationsrichtung einer einfallenden linear polarisierten Welle sein. Nichtpolarisierende Strahlteilerschichten erzeugen jedoch nur an einer Achse gespiegelte elliptische Polarisierungen, wenn man die Wellen an beiden Ausgängen analysiert.

Amplitude am Ausgang nicht – man erhält immer einen Koppelfaktor $\kappa = 1$. $\Delta\phi$ bestimmt aber den Polarisationszustand am Ausgang. Eine Regelung muß diesen geeignet auswerten, eine lineare Polarisation erreichen und fest ausrichten.

Der Polarisationszustand ergibt sich im Folgenden: Die Welle am Port 1 wird durch den PBS1 transmittiert und Welle 2 wird reflektiert. Hinter dem PBS1 ergeben sich $\vec{E}'_{1,2}$ nach Formel (4.25) unter Berücksichtigung der Polarisation (Schreibweise des Jones-Formalismus):

$$\vec{E}'_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ E_{01} \end{pmatrix} e^{i(k_z z - \omega t)} + \text{c.c.} \quad (4.34)$$

$$\vec{E}'_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E_{02} \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(k_z z - \omega t + \Delta\phi + \pi)} + \text{c.c.} \quad (4.35)$$

$\Delta\phi$ bezeichnet wieder die Phasendifferenz zwischen den Eingangswellen. Zusätzlich tritt ein Phasensprung bei der Reflexion auf. Die Überlagerung führt zu

$$\vec{E}_3 = \vec{E}'_1 + \vec{E}'_2 \quad (4.36)$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E_{02} e^{i(k_z z - \omega t + \Delta\phi + \pi)} \\ E_{01} e^{i(k_z z - \omega t)} \end{pmatrix} + \text{c.c.} \quad (4.37)$$

$$= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E_{02} e^{i(\Delta\phi + \pi)} \\ E_{01} \end{pmatrix} e^{i(k_z z - \omega t)} + \text{c.c.} \quad (4.38)$$

Die letzte Gleichung beschreibt eine Welle mit der Intensität $I_3 = I_1 + I_2$ und einem von $\Delta\phi$ abhängigen Polarisationszustand. Für

$$\Delta\phi = n\pi \quad , \quad n \in \mathbb{N} \quad (4.39)$$

liegt eine zeitlich konstante, lineare Polarisation vor. Die Bedingung (4.39) muß die Regelung gewährleisten. Dazu wird ein Teil der Wellen 1 und 2 (durch Verstellen derer Polarisationsrichtungen) durch eine $\lambda/4$ -Platte mit einer Achsenstellung von 0° geführt. Nur bei Erfüllung der Lock-Bedingung (4.39) führt dies bei $I_1 = I_2$ zu zirkularer Polarisation hinter der Wellenplatte. Durch Analyse mit dem um 45° um die Achse der einfallende Welle verdrehten PBS2 kann dies festgestellt werden (siehe dazu Abbildung 4.12). Genau dann wird an beiden Ausgängen die gleiche Leistung gemessen, wenn zirkuläre Polarisation hinter der Wellenplatte vorliegt. Ohne Verdrehung von PBS2 würde man dies auch bei linear polarisiertem Licht mit Richtung 45° hinter der Platte, korrespondierend mit

zirkularer Polarisation am Port 3, feststellen. Bei asymmetrischer Intensitätsverteilung in den Armen $I_1 \neq I_2$ kann, wie auch im vorherigen Abschnitt, optimale Kopplung herbeigeführt werden. Die Polarisationsrichtung ändert sich dann entsprechend dem Verhältnis der Intensitäten.

Für das Verständnis des aktiven Mach-Zehnder-Interferometers fehlen noch die Bauteile und optischen Wege in den Armen. Sie führen zu einzelnen betragsmäßig festen Phasenverschiebungen zwischen den Armen und modulieren die Phase zeitlich vernachlässigbar, da deren Rauschanteile sehr klein sind. Eine Ausnahme stellen die Verstärker dar:

Das Pumpen der Fasern führt durch die wegen des Quantendefektes nicht für den Verstärkungsprozeß zur Verfügung stehende Energie und durch Absorption durch andere, nicht an der Verstärkung beteiligte, Ionen zur Erwärmung der Faser. Die resultierende thermische Ausdehnung (Ausdehnungskoeffizient Quarzglas $\alpha = 0,45 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) und Änderung des Brechungsindex ($\frac{dn}{dT} = 1,18 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ für $n = 1,458$ bei $\lambda = 632,8 \text{ nm}$) bewirken in Summe eine Verlängerung des optischen Weges in beiden Fasern und daher das Auftreten einer Offset-Phase:

$$\Delta\phi_{\text{temp}} = L(n\alpha + \frac{dn}{dT}) \frac{\Delta T}{n\lambda} . \quad (4.40)$$

Mit den angegebenen Parametern erhält man eine Phasenänderung von etwa 20 Wellenlängen je $\text{K} \cdot \text{m}$. Die Indexänderung verursacht davon etwa 95 %. Weitere, kleinere Phasenänderungen stammen vom Laserübergang ($\Delta\phi_{\text{atom}}$) und vom Kerr-Effekt ($\Delta\phi_{\text{Kerr}}$):

$$\Delta\phi_{\text{atom}}(\omega) = \frac{\omega - \omega_a}{\Delta\omega_a} \ln \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} \lesssim 1 \text{ rad} \quad (4.41)$$

$$\Delta\phi_{\text{Kerr}} = 2\pi n_2 I \frac{L}{\lambda} \lesssim 0,1 \text{ rad} . \quad (4.42)$$

ω_a bezeichnet dabei die Zentralfrequenz der Verstärkung und $\Delta\omega_a$ die Verstärkungsbandbreite [32]. Die Abschätzungen für die im Aufbau verwendeten Verstärker zeigen ihren kleinen Einfluß, der von der Regelungselektronik aber trotzdem erfaßt werden muß.

Diese Effekte treten beim Einschalten oder bei Änderung der Verstärkerleistung in Erscheinung, da sich der Offset ändert. Das Amplitudenrauschen der Pumpdioden wird in beiden Verstärkern durch die Pumpabsorption und die Verstärkung auf Amplitudenrauschen des Signals übergekoppelt. Dies verknüpft mit dem Effekt, daß in einem Interferometer Amplituden- und Frequenzrauschen ineinander umgewandelt werden, führt zusammen mit obigen Verstärkereffekten zu einem erhöhten Rauschen der Phase [16].

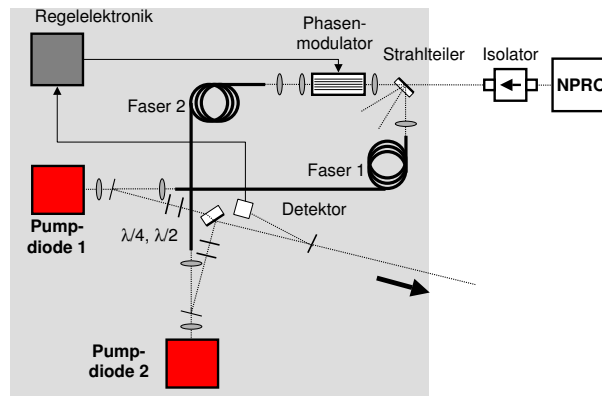


Abbildung 4.13: Aktives Mach-Zehnder-Interferometer, Regelung auf Amplitude

Weiterhin haben Bauelemente in beiden Armen neben ihrer jeweiligen statischen Phasenverschiebung natürlich auch einen gewissen dynamischen Beitrag zur Phase. Eine Offset-Phase kann durch die Elektronik konstant auf Null geregelt werden und schränkt gegebenenfalls nur die maximalen Regelgrenzen ein (modulo 2π , da nicht auf einen speziellen Fringe geregelt werden muß). Phasenrauschen erhöht die Anforderungen an die Regelung selber, daher an die Regelbandbreite und Regelamplitude, da neben der eigentlichen, oben betrachteten statischen Phasenverschiebung weitere Rauschfrequenzanteile auftreten. Als weitere Phasen-variiierende Effekte treten durch externe Quellen thermisches Rauschen und akustische Schwingungen der Fasern auf. Beide Effekte bewirken durch Variation der optischen Weglänge den größten Teil der zeitlichen Phasenänderungen und verursachen die meisten Regelvorgänge der Elektronik.

Aufbau

Der Aufbau des entsprechenden Experimentes ist in Abbildung 4.13 schematisch dargestellt. Als Seed-Quelle kam wiederum ein NPRO mit 2 W Ausgangsleistung zum Einsatz. Dessen leicht elliptisch polarisiertes Ausgangssignal wurde mit einer $\frac{\lambda}{4}$ -, $\frac{\lambda}{2}$ -Plattenkombination linearisiert und passend zum Faraday-Isolator ausgerichtet. Dieser schützt auch hier den NPRO vor etwaigen Rückreflexen. Als Strahlteiler wurde ein binäres Transmissionsgitter designet und eingesetzt, welches über einen großen Eingangswinkelbereich vier Ordnungen am Ausgang erzeugt. Die Ausgangspolarisation des Isolators wurde so abgestimmt, daß auf dieses Strahlteilergeritter TE-polarisiertes Licht einfiel. Der Einfallswinkel wurde so gewählt, daß die Intensitätsverhältnisse 1:3:3:3 betrugen, um in einer weiteren Ausbaustufe genug Seed-Leistung für die mit der Modulatordämpfung belasteten Arme zur Verfügung zu stellen zu können.

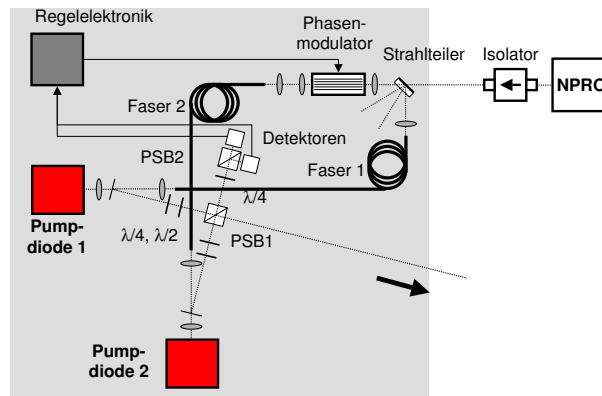


Abbildung 4.14: Aktives Mach-Zehnder-Interferometer, Regelung auf Polarisationszustand

Der nicht modulierte Arm 1 stellt einen frei laufenden Verstärker nach Kapitel 3 dar. Im Arm 2 wurde das linear polarisierte Teilsignal in eine der polarisationserhaltenden Fasern des Phasenmodulators (siehe Abschnitt 4.2.2) parallel zur „slow axis“ eingekoppelt. Das modulierte Signal wurde auf die Strahleigenschaften der Grundmode im aktiven Kern der Verstärkerfaser angepaßt und in diesen eingekoppelt. In diesem Teleskopaufbau war zusätzlich ein dichroitischer Spiegel angeordnet, um den Modulator vor dem nichtabsorbierten Pumplicht zu schützen. Bei höheren Verstärkerausgangsleistungen ist ein Isolator gegen zurückgestreutes Signal vorzusehen.

Die Fasern waren etwa 21 m und 23 m lang, ein genauer Abgleich ist aufgrund der großen Kohärenzlänge des NPRO unnötig. Zur Verfügung standen nicht-polarisationserhaltende, single-modige Fasern mit einem Ytterbium-dotierten Kern von 10 μm Durchmesser, einer numerischen Apertur von 0,08 und einer Dotierung von 1000 ppm (molar) Yb_2O_3 . Der D-förmige Pumpkern hatte einen Durchmesser von 400 μm und eine NA von 0,38. Die Verstärker wurden aufgrund der höheren Effizienz und besserem Rauschverhalten gegenläufig gepumpt, die Auskopplung erfolgte mittels eines dichroitischen Spiegels. Zur Kontrolle der Polarisation des verstärkten Signals wurde jeweils eine $\frac{\lambda}{4}$ -, $\frac{\lambda}{2}$ -Plattenkombination eingesetzt. Die Überlagerung der beiden Strahlen erfolgte, wie schon erwähnt, entweder mittels eines 1:1-Strahlteilers oder eines Polarisationsstrahlteilerwürfels (PBS). Im ersten Fall (Abbildung 4.13) stehen die Polarisationen der Arme parallel und es wurde direkt aus dem kombinierten Ausgangsstrahl mit einem schwach reflektierenden Spiegel ein Teil entnommen und mit einer schnellen Diode analysiert. Die Elektronik regelt auf das Amplitudenmaximum des aufgenommenen Signals. Eine Detektion im dunklen Arm („dark fringe“) ist in Verbindung mit Seitenbandmodulation ebenfalls möglich, die Elektronik muß dann auf das Minimum optimieren.

Der zweite Fall ist in Abbildung 4.14 skizziert, fast die gesamte Leistung ist immer

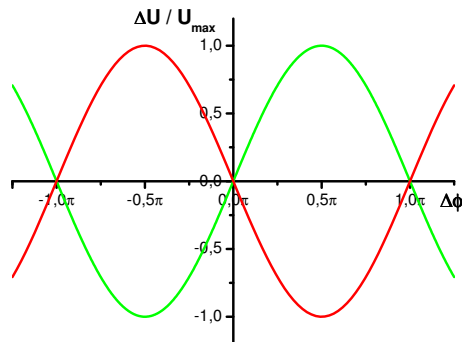


Abbildung 4.15: Auswahl der Polarisationsrichtung bei Regelung auf Polarisationszustand

zum Ausgang gerichtet, die Polarisationsrichtung variiert aber zufällig mit $\Delta\phi$. Die Regelung hat also eine feste Polarisationsrichtung im Ausgang zum Ziel. Die Polarisationsrichtungen der Arme stehen senkrecht aufeinander und sind leicht verdreht, so daß ein Teil des Lichtes aus dem PBS1 in Richtung des Analysestrahlteilers PBS2 geleitet wird. Bei gleichen Polarisationsgraden können die nicht im Ausgang kombinierbaren Polarisationsanteile zur Analyse herangezogen werden. Die $\frac{\lambda}{4}$ -Platte und der PBS2 bewirken, wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, daß nur bei linearer Polarisation am Port 3 beide Detektoren am PBS2 das gleiche Signal messen. Das Fehlersignal für die Regelung ist direkt als Differenzspannung $\Delta U = U_1 - U_2$ zwischen diesen beiden Dioden verwendbar. Die Unterscheidung zwischen den Polarisationsrichtungen 45° und -45° wird durch die Regelelektronik getroffen. Im gelockten Zustand mit $\Delta U = 0$ entspricht eine Polarisationsrichtung der Kurve mit positivem Gradienten von ΔU , die andere der mit negativem (grün beziehungsweise rot dargestellt in Abbildung 4.15). Durch Wahl des Vorzeichens des Gradienten kann daher eine der beiden im gelockten Zustand möglichen Polarisationen ausgewählt werden.

Um die Koppeleffizienzen zu optimieren, wurden für alle Faserkoppeloptiken asphärische Linsen verwendet.

Integriert-optischer Phasenmodulator

Zur Kontrolle der Phasenbeziehung $\Delta\phi$ zwischen den beiden Interferometerarmen ist neben der Elektronik mindestens noch ein Stellelement notwendig. Die Phasenbeziehung ist auch im gepumpten Zustand der Verstärker relativ stabil, der Aufbau befand sich daher im Regelbereich des Modulators $|\Delta\phi| \leq |\Delta\phi_{\text{mod}}|$. Ein ursprünglich vorhandener Phasenmodulator für große und langsame ($f < 10 \text{ Hz}$) Phasenschübe, bestehend aus einem um die Faser gewickelten Heizdraht, wurde wieder entfernt.

Bei den benutzten Phasenmodulatoren handelt es sich um Grundbauelemente der integrierten Optik. Ein Wellenleiter in einem elektrooptisch-aktiven Material wird dabei mit Elektroden versehen. Bei Anlegen eines elektrischen Feldes (Spannung U) wird durch den elektrooptischen Effekt die effektive Brechzahl n_{eff} der Moden im Wellenleiter verändert, man erzeugt einen Phasenschub $\Delta\phi \propto U$ (für kleine U , nicht in der Nähe des Cut-Offs) [52].

Die Wellenleiter wurden unter Einsatz von Chrommasken und naßchemischen Ätzen mittels Protonenaustausch in Lithiumniobat (LiNbO_3) für die Wellenlänge des Seed-Lasers von 1064 nm strukturiert. Die Elektrodenstrukturen aus Gold sind als Push-Pull-Elektroden ausgelegt, daher werden sie nicht mit der Arbeitsspannung U_A gegen $U = 0$ V betrieben, sondern mit U_A und $-U_A$. Die Elektrodenstruktur erlaubt Regelfrequenzen im Bereich bis 400 MHz, für höhere Frequenzen müßten die Strukturen und Zuleitungen neu ausgelegt werden, um Verzerrungen zu vermeiden. Mit dem zugrundeliegenden Effekt sind Schaltfrequenzen bis in den hohen GHz-Bereich möglich. Die U_π -Spannung betrug bei allen Exemplaren etwa 4 V. Somit sind Schaltungen mit Standardbauteilen bei Niedrigspannung möglich. Dies, der große benutzbare Frequenzbereich und die mögliche vollständige Integration in ein faseroptisches System hebt integriert-optische Modulatoren von den sonst als Modulatoren eingesetzten AOMs (akusto-optischer Modulator) ab und begründet die Verwendung in dieser Arbeit.

Aus technologischen Gründen wurde x-geschnittenes Lithiumniobat verwendet. Das Verfahren des Protonenaustauschs führt in diesem Material zu einer Brechzahlerhöhung für TE-polarisiertes und Brechzahlerniedrigung für TM-polarisiertes Licht. Daher wirkt der Wellenleiter als Polarisationsfilter, da nur TE-polarisiertes Licht geführt wird und der Modulator ist nur mit einem linear polarisierten Signal sinnvoll verwendbar. Entsprechend sind die integriert-optischen Chips mit polarisationserhaltenden Bow-Tie-Fasern konnektiert. Die Einkopplung wurde auf die „slow axis“ der Fasern (parallel zum Spannungsfeld beziehungsweise Symmetrieebene der Stresselemente) ausgerichtet, da so eine geringere Biegeempfindlichkeit und höhere Übersprechdämpfung erreicht werden kann. Die Gesamtdämpfung dieser Bauteile (Einkoppelverluste, Dämpfung des Wellenleiters) betrug zwischen 3,5 und 4 dB. Die transmittierte Leistung (mehrere mW) reicht aber zum Sättigen eines Faserverstärkers aus.

Regelelektronik

Die Regelelektronik hat die Aufgabe, die Phasendifferenz $\Delta\phi$ am Ausgang konstant und möglichst klein, somit die Koppeleffizienz groß zu halten.

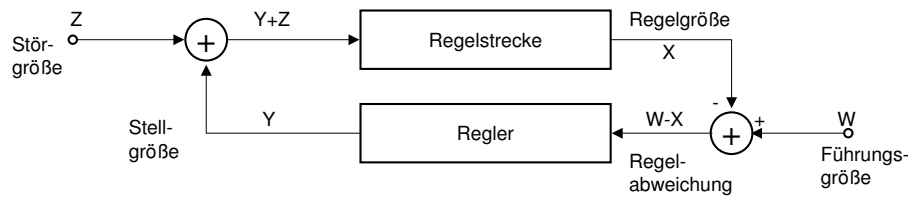


Abbildung 4.16: Schema eines Regelkreises [101]

Für beide Regelschemata (Abbildungen 4.17 und 4.18) kam ein selbstentworfenen PID-Regler (Proportional-, Integral- und Differentialanteil) zum Einsatz. Dieses Element ist das zentrale Bauteil der Regeltechnik [101] und wurde aufgrund der allgemein unbekannten Parameter der Regelstrecke maximal variabel ausgelegt. Der Regler übernimmt die Aufgabe, der Veränderung der Regelgröße X nach Vergleich mit der Führungsgröße W geeignet entgegenzuwirken, indem eine Stellgröße $Y = f(W - X)$ auf ein Stellglied (hier der Phasenmodulator) wirkt (siehe hierzu Abbildung 4.16). Besitzt X wie im vorliegenden Fall ein Maximum und erhöht man W , so muß die Regelbandbreite ebenso erhöht werden. Anschaulich bedeutet dies, daß die Schaltung schneller werden muß, wenn man sich dem Maximum nähert. Weiterhin handelt es sich beim benutzten Aufbau um eine periodische oder auch schwingungsfähige Regelstrecke, die dazu führt, daß man mit den Standardtechniken der Regeltechnik nur innerhalb einer Periode regeln kann.

Im Falle der Amplitudensteuerung wurde durch Detektion eines Teiles des Ausgangsstrahles mittels schneller Photodiode, die Intensität als Regelgröße X gewonnen. Der Vergleich mit einer erzeugten variablen Konstantspannung W erzeugte die Regelabweichung $W - X$. Ein nachgeschalteter Verstärker und Inverter diente dann der Beschaltung des Phasenmodulators. Zur Optimierung der Regelcharakteristik und zur Justage auf einen „dark fringe“ ist es nötig, nicht nur den so gewonnenen Betrag der Phasen-

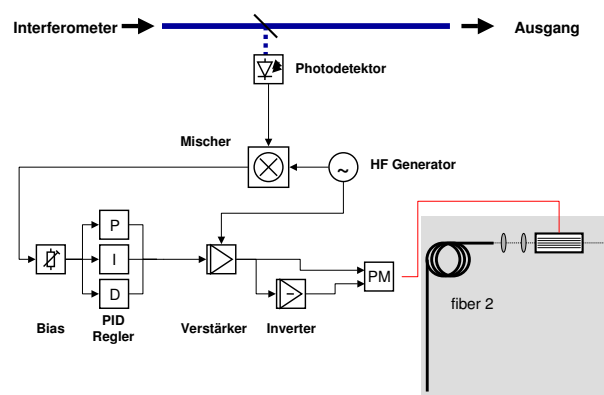


Abbildung 4.17: Blockschaltbild für das aktive MZ; Regelung auf Amplitudenmaximum

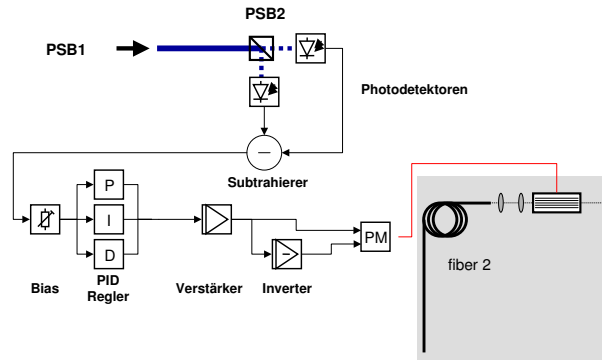


Abbildung 4.18: Blockschaltbild für das aktive MZ; Regelung auf feste Polarisationsrichtung

differenz sondern auch deren Vorzeichen zu kennen. Um dies zu erreichen, wurde die Seitenbandtechnik eingesetzt, die die Stellgröße Y um einen gewissen kleinen Betrag ΔY mit einer Frequenz f_Y variiert („Wobbeln“). Ein Frequenzgenerator schleift f_Y vor dem abschließenden Verstärker ein und ein phasenempfindlicher Detektor vergleicht statt einem einfachen Subtrahierer W und X und gewinnt somit auch die Phase von $W - X$. Beim Einsatz mehrerer aktiver MZs zur Systemskalierung können daher die Wirkungen der einzelnen Modulatoren durch unterschiedliche Modulationsfrequenzen voneinander getrennt werden.

Für die Polarisationsstabilisierung kann direkt die Differenzspannung ΔU zwischen den beiden Photodioden am Strahlteiler PBS2 als Regelgröße X benutzt werden. Da in diesem Falle ΔU schon das Vorzeichen von $\Delta\phi$ enthält (ΔU kann im Gegensatz zum obigen $W - X$ beide Vorzeichen annehmen), ist keine zusätzliche Wobble-Modulation nötig. Die Schaltung entspricht im weiteren der Elektronik für die vereinfachte Amplitudensteuerung. Bei einer Kaskadierung mehrerer aktiver Interferometer müssen die Regelkreise nicht aufeinander abgestimmt beziehungsweise getrennt werden, sondern sind völlig autark.

Die Versorgungsspannungen wurden in den benutzten Schaltungen auf $\pm 12\text{ V}$ stabilisiert und gaben damit die maximalen Ausgangsspannungen der Operationsverstärker vor. Somit ergab sich an den Push-Pull-Elektroden eine (durch den Inverter) voll nutzbare Differenzspannung von 24 V , entsprechend einem Phasenhub (Regelamplitude) von $\Delta\phi \gtrsim 6\pi$.

Die Regelbandbreite lässt sich in einem Bode-Diagramm⁵ als die kritische Frequenz

⁵Graphische Darstellung der Verstärkung $V(f)$ (logarithmisch) und des Frequenzganges (oder Frequenzverschiebung zwischen Ein- und Ausgang) $\phi(f)$ eines Passes, Verstärkers oder Reglers über dem Logarithmus der Frequenz f in zwei Diagrammen [67]. Wichtige Kenndaten einer Regelstrecke können so direkt abgelesen werden.

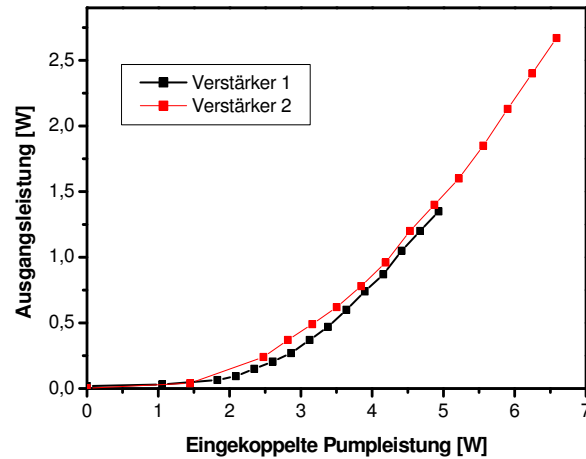


Abbildung 4.19: Leistungskennkurven der Verstärker im aktiven Mach-Zehnder-Interferometer

f_k ablesen, bei der der PID-Regler noch eine Gesamtverstärkung von 1 erreicht. Die verwendeten Regelkreise wiesen Bandbreiten im Bereich von 60 kHz auf und lagen damit über dem Frequenzbereich des für die Regelung wichtigen beobachteten Amplitudenrauschens von ≤ 10 kHz.

Ergebnisse, Problemstellen, Diskussion

Für die anfängliche Amplitudensteuerung wurde ein NPRO mit 230 mW Ausgangsleistung eingesetzt. Die Verstärker wurden mit $P_{\text{seed},1} = 42$ mW und $P_{\text{seed},2} = 9$ mW geseedet. Die Charakterisierung der zwei Verstärker zeigte trotz unterschiedlicher Seed-Leistung wie erwartet sehr ähnliche Ergebnisse, da in beiden Fällen die Leistung zur Sättigung der Faser ausreichte. Wie durch das Faserdesign vorgegeben ($V = 2,36 < V_{01}$ bei $\lambda = 1064$ nm), unterstützte die verwendete Faser nur grundmodige Signalausbreitung. Die Strahlqualität wurde mit $M^2 = 1,2$ charakterisiert und kann somit als nahezu beugungsbegrenzt bezeichnet werden. Die Leistungskennkurven sind im Diagramm 4.19 dargestellt. Für die Verstärker wurde jeweils ein differentieller Wirkungsgrad von etwa 60% ermittelt. Die Spektren (Abbildung 4.20) zeigen eine für die Single-Frequency-Verstärkung ausreichende ASE-Unterdrückung von 30 dB, gemessen mit einer Auflösung des Spektrumanalysators von 1 nm⁶.

Mit Hilfe eines drehbaren Polarisationssteilers wurden die Polarisationsgrade der Verstärker experimentell zu $p_1 = 0,9$ und $p_2 = 0,7$ bestimmt. Mittels der Phasenplatten konnte der Polarisationsgrad von beiden Armen auf 0,95 gesteigert werden. Die Polarisations-

⁶Dies entspricht bei diesen Spektren einer ASE-Unterdrückung von 50...55 dB bei einer Auflösung von 0,05 nm.

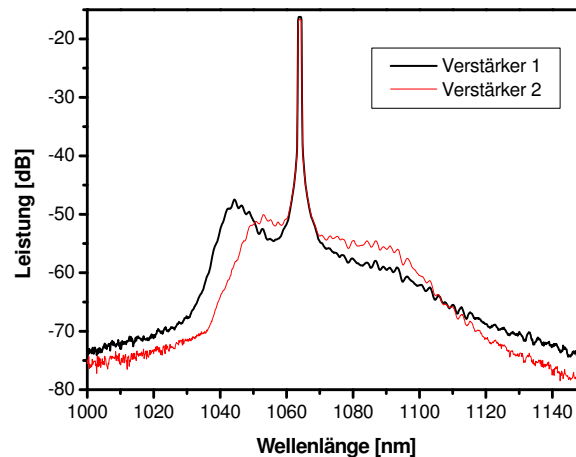


Abbildung 4.20: Spektren der Verstärker und ASE-Unterdrückung

tionsrichtung blieb dabei auch über längere Zeiträume (Stunden, Tage) konstant, sofern die Faser nicht neu positioniert wurde. Polarisationserhaltende Fasern wären hierbei die ideale Lösung.

Für die optimale Überlagerung der beiden Strahlen und Erfüllung der Voraussetzung der theoretischen Betrachtung ist zu beachten, daß:

1. die kollineare Ausrichtung sehr genau durchzuführen ist. Dies wurde durch Grobjustage mit zwei vier Meter auseinanderliegenden Blenden und anschließender Feinjustage auf das Interferenzbild erreicht.
2. Die Krümmungsradien beider Wellen an allen Punkten auf und hinter dem Strahlvereiniger gleich groß sein sollen. Durch Benutzung der gleichen Faser in beiden Armen, symmetrischen Aufbau und gleichartige Fokussierung konnte diese Bedingung erfüllt werden.

Die Justage wurde so ausgeführt, daß kein Interferenzmuster mehr beobachtet werden konnte, sondern nur noch eine reine Leistungschwankung am Ausgang. Dies bedeutet, daß bei einem Strahldurchmesser von unter einem Millimeter, der erste Interferenzring einen größeren Durchmesser als die zur Fernfeldabbildung eingesetzte Linse besaß (freie Apertur ≈ 18 mm bei einem Abstand Strahlvereiniger-Linse von 2 m).

Für das Koppelexperiment wurden beide Verstärker auf eine Ausgangsleistung von 400 mW eingestellt. Abbildung 4.21 zeigt für zwei verschieden große Führungsgrößen, daher für zwei verschiedene durch die Elektronik erzwungene Koppeleffizienzen, im unteren Bereich den Zeitverlauf der gekoppelten Ausgangsleistung und im oberen Teil den positiven Anteil der Stellgröße. Wie man erkennt, konnte die einfache Elektronik eine Koppeleffizienz von 75 % im Minutenbereich erreichen. Die höhere Effizienz von 93 %,

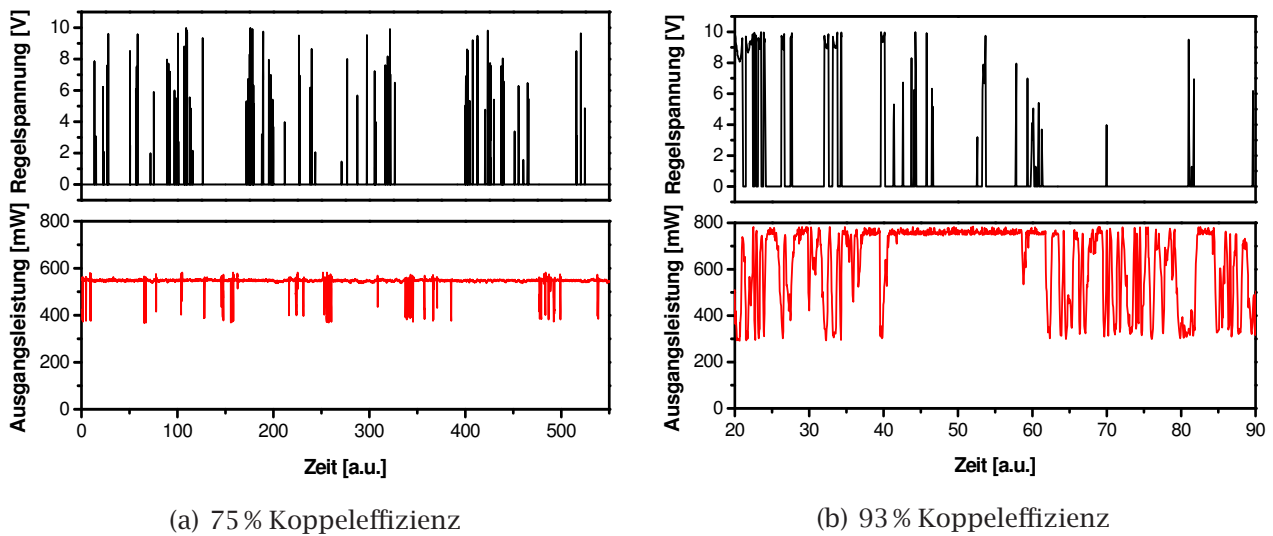


Abbildung 4.21: Zeitlicher Verlauf der Kopplung und Regelung für zwei Führungsgrößen der Regelung

erreicht für eine andere Führungsgröße, wurde noch für einige Sekunden stabilisiert.

Als kritische Punkte dieses Aufbaus wurden identifiziert:

- Polarisationsgrad der Verstärker,
- Strahlvereiniger nicht symmetrisch für beliebige Polarisationsrichtungen,
- ASE-Untergrund der Verstärker,
- aufwändige Justage (wie oben beschrieben) und
- erhöhter Regelaufwand durch fehlende Phaseninformation.

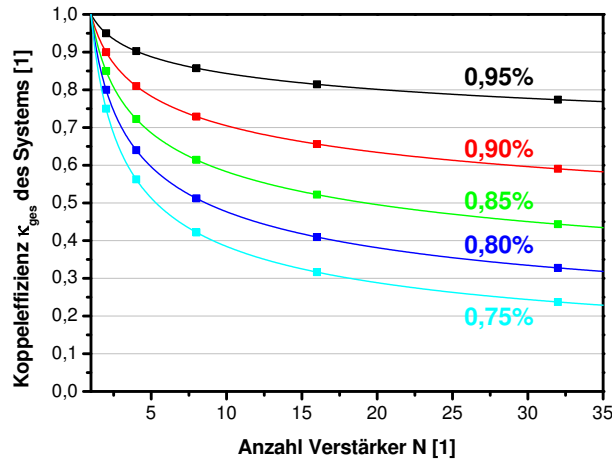
Polarisation, Strahlvereiniger Wie oben festgestellt, war sowohl der Polarisationsgrad als auch die -richtung während des Experimentes zeitlich stabil. Für einen langzeitstabilen Aufbau sind dennoch polarisationserhaltende Fasern zu bevorzugen, da so der Polarisationsgrad erhöht werden kann und die $\frac{\lambda}{4}$ -, $\frac{\lambda}{2}$ -Kombinationen entfallen können. Die Signale waren im Experiment nicht linear polarisiert. Somit kommt das für die Polarisationsanteile unterschiedliche Teilverhältnis des strahlvereinigenden Spiegels zum Tragen und vermindert die Koppeffizienz. Der benutzte Spiegel zeigte ein minimales Teilverhältnis von 1 zu 1,1, ist also als relativ symmetrisch zu bezeichnen. Dies in Verbindung mit der Polarisation von $p = 0,95$ führt dazu, dass der genannte Effekt nicht meßbar in Erscheinung trat.

ASE-Untergrund Da ASE in einem statistischen Prozeß entsteht, ist sie nicht polarisiert, kann durch die Phasenplatten nicht ausgerichtet werden, ist inkohärent und kann nicht interferieren. Am dunklen Port wird daher immer ein entsprechender Untergrund zu messen sein und wirkt damit auf die Elektronik als falsche Fehlergröße. Ist die ASE-Unterdrückung im Verstärker zu klein, so steigt außerdem das Amplituden- und Frequenzrauschen am Verstärkerausgang an. Dies würde die Regelung negativ beeinflussen. Unter der Zielstellung einer möglichst spektral reinen Emission wird man diesen Parameterbereich aber von vornherein vermeiden.

Regelung Steht der Regelung keine Phaseninformation zur Verfügung, so besteht das Problem, daß die Elektronik zwischen Mit- und Gegenkopplung unterscheiden muß. Entsprechend der Regelbandbreite wird dazu minimal die Zeit $\frac{1}{f_k}$ in Anspruch genommen, in der zeitlich darauffolgende Störgrößen Z auf die Regelstrecke einwirken können. Zusammenfassend bedeutet dies, daß die Regelung die maximal mögliche Koppeleffizienz nicht erreichen kann, sondern nur mit steigender Bandbreite sich annähern kann. Andererseits benötigt eine gewisse eingestellte Koppeleffizienz, abhängig von der Regelstrecke, eine bestimmte Regelbandbreite $f_{k,min}$. Wird diese größer als f_k oder nähert sich dieser Bandbreite an, so kann nicht mehr geregelt werden beziehungsweise die Regelung fällt nach kürzerer Zeit aus dem Lock. Genau dies ist in Abbildung 4.21 zu sehen.

Da die Methode keine leistungslimitierenden physikalischen Prozesse zum Koppeln benutzt, ist die Leistungsskalierung nur durch die Charakteristik der einzelnen Verstärker und durch die Leistungsstabilität des verwendeten Strahlvereinigers eingeschränkt. Das kohärente Koppeln unterliegt damit den gleichen Einschränkungen wie die direkte Verstärkung des Signals, da keine zusätzlichen Faktoren hinzukommen. Suboptimale Justage und unvollkommene Strahlvereiniger und Regelelektroniken setzen nur die Koppeleffizienz herab und führen zu keiner Leistungsbegrenzung.

Die Anzahl N der gekoppelten Verstärker als zusätzlicher Freiheitsgrad beim Systemdesign macht aber die weitere Skalierung auch an der Leistungsgrenze der Verstärker möglich. Dazu werden jeweils Gruppen von Verstärkern gekoppelt und wiederum paarweise mit oben beschriebenen Techniken kohärent überlagert. Es werden neben den erwähnten keine zusätzlichen Komponenten benötigt. Um allerdings bei der Kopplung mit PBS einen dreidimensionalen Aufbau zu vermeiden (wegen der Drehung der Polarisationssebene), sollten $\lambda/2$ -Platten zur Ausrichtung der Polarisation nach jeder Kopplung zum Einsatz kommen. Die Erhöhung der Ausgangsleistung ausschließlich durch Vergrößerung der Anzahl N von Verstärkern kleiner Leistung ist nicht sinnvoll, da der appa-

Abbildung 4.22: Gesamtkoppeffizienz κ_{ges} für verschiedene κ und N

tive Aufwand durch die nötige Kaskadierung mit $O(N)$ steigt. Aus der optimalen Anordnung von N Verstärkern in einem binären Baum ergibt sich eine maximale Tiefe dieses Baumes von $k = \log_2 N$ ⁷ und damit die maximale Anzahl von Kopplern zwischen einem Verstärker und dem Ausgang. Die Gesamteffizienz der Koppelkaskade κ_{ges} ergibt sich daher bei N gleichen Verstärkern und $N - 1$ nötigen Kopplern mit der Effizienz κ :

$$\kappa^{k'} \leq \kappa_{\text{ges}} \leq \kappa^k \quad (4.43)$$

$$= \kappa^{\log_2 N} \quad (4.44)$$

Diese Beziehung ist in Diagramm 4.22 für einige Koppeffizienzen aufgetragen. Die einfachen Schlußfolgerungen sind, daß κ möglichst groß und N nicht zu groß gewählt werden sollte. Ein großes N erhöht allerdings die Redundanz und vermindert somit den relativen Leistungsabfall bei Ausfall einer Quelle oder des Lockings einer Regelung. Die Regelung wird mit steigendem N anspruchsvoller, da die einzelnen Regelungen nicht unabhängig voneinander sind (gekoppelt durch die optische Strahlung) und so instabiles Verhalten ermöglicht werden könnte. Die endgültige Anzahl von Verstärkern kann sich nur aus den Rahmenbedingungen der Anwendung ergeben.

Eine zu Abschnitt 4.1 vergleichbare Abschätzung soll von einzelnen zweistufigen Verstärkerketten mit Ausgangsleistungen von 2 kW und einer zu erreichenden Koppeffizienz von $\kappa = 95\%$ ausgehen. Um in einen ähnlichen Leistungsbereich von 80 kW vorzustöß, müssen 64 solche Verstärkerketten gekoppelt werden. Die Gesamtkoppeffizienz beträgt dann nur noch $\kappa_{\text{ges}} = 73,5\%$, da das Signal jedes Verstärkers über 6 Koppler ge-

⁷Bei $N \neq 2^n$ ist auf die nächste ganze Zahl k' aufzurunden.

führt werden muß. Entsprechend muß auf die Steigerung der Koppeffizienz höchster Wert gelegt werden. Limitierend würden in diesem System die Leistungsstabilität der letzten (zentralen) Koppler und das Amplitudenrauschen der Verstärker im Zusammenspiel mit allen Regelelektroniken auftreten. Die große Anzahl von Regelkreisen könnte zu chaotischem Verhalten führen. Dieser Einfluß könnte durch Phasenstabilisierung aller Verstärkerketten auf eine Referenz (dem Seed) vor dem ersten Koppler reduziert werden. Der experimentelle Aufwand würde aber drastisch steigen.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Mittels aktiver Fasern können effiziente und einfache Verstärkersysteme realisiert werden. Sie ermöglichen den Aufbau von kompakten, wartungsarmen und wirtschaftlichen Laserquellen. Sie sind konzeptbedingt kompatibel zur Fasertechnologie und wurden daher früher hauptsächlich in Verbindung mit Glasfasernetzen in der Telekommunikation eingesetzt. Durch die Entwicklung von Hochleistungspumpdioden und des Doppelkern-
designs können mittlerweile aber auch Faserlaser und -verstärker mit hohen Ausgangsleistungen in der Praxis eingesetzt werden.

Ziel dieser Arbeit war es Techniken zu untersuchen, die die Erzeugung von schmalbandigen optischen Signalen hoher Leistung erlauben.

Die Anwendung der LMA-Doppelkernfasern gehört im Hochleistungsbereich nunmehr zum Stand der Technik. Durch Vergrößerung des Kerns bei gleichzeitiger Selektion der Grundmode durch Einbringen von Biegeverlusten konnte ein hochstabiler Einfrequenzlaser auf eine maximale Ausgangsleistung von 151 W verstärkt werden. Diese Leistung wurde durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung limitiert. Die Verstärkung erfolgte rauscharm und ohne signifikante Verbreiterung der Seed-Strahlung.

Weiterhin konnte erstmalig gezeigt werden, daß auch in solchen kurzen aktiven Fasern die stimulierten Brillouin-Streuung wirkungsvoll durch Verbreiterung der effektiven Brillouin-Bandbreite möglich ist und so weitere Leistungssteigerungen realisierbar sind. Eine breite Palette von weiteren Techniken neben dem untersuchten Temperatureinfluß steht dafür zur Verfügung. Eine Abschätzung nach dem geschilderten iterativen Algorithmus zur Lösung von Gleichung (2.53) zeigt Abbildung 5.1. Es sind die SBS-Schwellen für verschiedene Modenfelddurchmesser aufgetragen. Gekennzeichnet (rote Punkte) sind weiterhin die erzielten Leistungen der zwei Konfigurationen des Verstärkerexperimentes. Die Abschätzung für den SBS-limitierten Verstärker ist hinreichend gut – für die Para-

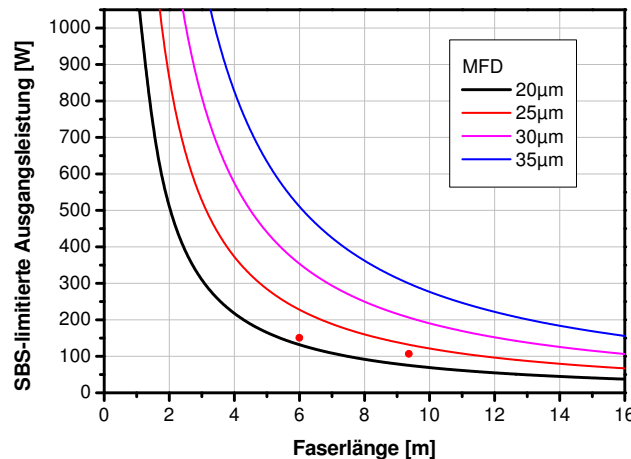


Abbildung 5.1: Abschätzung der SBS-Schwelle verschiedener Fasern

meter der beiden Verstärkerkonfigurationen erhält man $P_S^{\text{krit}} \approx 212$ W beziehungsweise 122 W.

Im Falle dieser ausgeschöpften Möglichkeiten bietet sich gerade bei schmalbandigen Signalen wegen ihrer sehr guten Kohärenzeigenschaften das Koppeln mehrerer Laser / Verstärker an. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmalig die kohärente Überlagerung zweier Faserverstärker sowohl im Fern- als auch im Nahfeld demonstriert. Die Phasendifferenz zwischen den Armen des aktiven Mach-Zehnder-Interferometers wurde dabei aktiv nachgeführt. Die Ausgangsleistung eines Single-Frequency-Verstärkersystems kann so für beliebige Anwendungen über das Leistungsvermögen eines einzelnen Verstärkers hinaus skaliert werden.

Entsprechende Techniken lassen sich auch bei Faserlasern anwenden, die aufgrund der Selbstorganisation des Laserprozesses den Vorzug aufweisen, ohne aktive Regelung eine Kopplung herstellen zu können. Als Beispiel wurde die spektrale Kombination von drei Faserlasern realisiert. Eine maximale kombinierte Ausgangsleistung von 104 W konnte erreicht werden, die durch die zur Verfügung stehende Pumpleistung limitiert wurde.

Absehbare Entwicklungsrichtungen die Themen dieser Arbeit tangieren, sollen im Folgenden kurz angerissen werden:

Leistungskalierung der einzelnen Laserquellen beziehungsweise der MOPA-Systeme

Die Weiterarbeit an den gestellten Problemen zur Single-Frequency-Verstärkung muß als Basis weiterhin die Vergrößerung der Kerndurchmesser und Erhöhung der Pumplichtabsorption zur Verkürzung der Faser vorantreiben. Die weitere Absenkung des Brechzahlssprunges aktiver Kern / Pumpkern scheint nicht mehr möglich, da einerseits die

Prozeßführung der CVD-Technik gewisse Toleranzen bedingt und andererseits die Führungseigenschaften der Faser sich immer weiter verringern. Solche Fasern müßten dann grundsätzlich im Experiment biegungsfrei gelagert werden. Die „gain managed“ und „gain loss managed“-Faser können diese Grenze noch etwas hinausschieben [65], steigern den Herstellungsaufwand und die Kosten der MCVD-Technik aufgrund der großen Kerne immens.

Aufgrund der größeren möglichen Modenfelddurchmesser im stabilen Grundbetrieb sind photonische Kristallfasern den konventionellen Doppelkernfasern für die weitere Entwicklung im Hochleistungsbetrieb vorzuziehen. Im Diagramm 5.1 sind die für PCFs demonstrierten 35 μm Kerndurchmesser eingezeichnet. Weitere Techniken zur Modenselektion benötigt. In Kombination mit dem Air-Clad kann die Pumpabsorption drastisch erhöht und die Faserlänge verkürzt werden. Dies führt zur gewünschten Erhöhung der Schwellleistungen für nichtlineare Effekte. Thermische Abschätzungen [64] führen vor, daß aus solchen PCFs bei entsprechender Kühlung Leistungen im kW-Bereich extrahiert werden können.

Für den stabilen Langzeitbetrieb ist außerdem die Anwendung polarisationserhaltender Fasern anzustreben und dieser zusätzliche Freiheitsgrad zu vermeiden.

Die weitere Entwicklung der Laserdioden und vor allem der Strahlformung zur Faserkopplung der selbigen, begründet weiterhin einen langsamen, aber stetigen Anstieg der Ausgangsleistungen.

Entwicklungen zur SBS-Unterdrückung Die Unterdrückung stimulierter Brillouin-Streuung in Doppelkernfasern mittels thermischer oder mechanischer Einflüsse kann im Labor genutzt werden, wobei der praktische Umgang mit diesen Methoden noch der Entwicklung bedarf. Es sind segmentierte, getrennt beheizbare / kühlbare Spulenkörper beziehungsweise entsprechende Halterungstechniken zu entwickeln. Bei den oben genannten PCFs ist der Einsatz von externem mechanischen Streß schon aufgrund ihrer kleinen Länge wohl praktisch nicht möglich, da der normale Wickelvorgang eine gewisse Länge loser Faser erzeugt und der Spannungsgradient auf der Spule limitiert ist. Gegebenenfalls ist zu untersuchen, ob das Air-Clad die entsprechende Zugspannung effektiv auf den inneren Bereich übertragen kann. Das Pumpen der Faser durch ein Ende führt zu einem exponentiellen Abfallen der Pumpleistung mit der Faserlänge und damit aufgrund des Quantendefektes zu einem ebensolchen Wärmeeintrag entlang der Faser. In [61] wird gezeigt, daß dabei je nach Kühlregime nennenswerte Temperaturen von 100...200 °C im Faserkern auftreten können. Dieser Temperaturverlauf verursacht natürlich einen ge-

wissen Anstieg der SBS-Schwelle. Genauere numerische Untersuchungen, welche im Gegensatz zu den Rechnungen aus Abschnitt 3.2.2 auch die Verstärkung der Stokes-Welle durch den Laserprozeß beinhalten, sollten hier zwischen dem gewünschtem Einfluß dieses Effektes und einer effektiven Faserkühlung einen Kompromiß finden.

Das Diagramm 5.1 zeigt, daß für die LMA-Fasern mit 30 und 35 µm Kerndurchmesser maximale SBS-freie Ausgangsleistungen von etwa 700...800 W realistisch sind. Mit mikrostrukturierten Fasern sind solche Kerndurchmesser grundmodig erreichbar. Zieht man noch einfache Techniken der SBS-Unterdrückung wie Temperatur- und Zugspannungsmodulation in Betracht, so sollte ein 1 kW-Single-Frequency-Verstärker möglich sein. Für die weitere Erhöhung der Ausgangsleistung stehen dann immer noch aufwendigere Verfahren zur SBS-Unterdrückung zur Verfügung. Die Beeinflussung der Glaschemie ermöglicht einen stabilen Betrieb ohne äußere, für die Faser potentiell riskante Eingriffe und bietet Potential für große SBS-Unterdrückungsfaktoren. Dies führt dazu, daß die SBS-Schwelle sehr weit angehoben werden kann (reichlich eine Größenordnung) und hauptsächlich die thermischen Limits die maximale Ausgangsleistung auf den niedrigen kW-Bereich begrenzen (bei gleichzeitig längerer Faser, ca. 10...15 m).

Auf den langfristigen Betrieb orientiert, sind daher PCFs mit longitudinaler Variation der Faserstruktur oder -zusammensetzung zur SBS-Unterdrückung zu untersuchen. Die Gradienten über der gewünschten kurzen Faserlänge sollten dafür aber signifikant sein, so daß die Herstellung der notwendigen Kodotierungsgradienten / Geometrievariationen aufwendig sein kann. Weiterhin besteht, wie schon erwähnt, die Möglichkeit die akustische Welle durch die Faserstruktur zu dämpfen oder die akustische Modenverteilung innerhalb des Modenbereichs des Signals zu minimieren [106].

Combining und Steering Die kohärente Koppeltechnik benötigt im Weiteren eine Leistungsskalierung der Verstärker und eine Stabilisierung der Regeltechnik um die Lock-Zeiten zu erhöhen. Aufgrund des technologischen Aufwandes zur Kontrolle und Stabilisierung der einzelnen Emitter in einem Coherent-Combining-System ist nicht zu erwarten, daß eine große Anzahl von Emitttern in solchen Aufbauten zum Regelfall wird. Die periodische (oder schwingungsfähige) Regelstrecke stellt dabei ein besonderes Problem dar. Wie auch in dieser Arbeit wird normalerweise die Periodizität ignoriert und die Regelgeschwindigkeit soweit erhöht, daß die Fehlergröße nur aus einer Periode stammt (Regelung). Bei den kleinen zu kontrollierenden Frequenzen bis 10 kHz ist es jedoch möglich eine Überwachung der durchlaufenden Perioden zu realisieren, die die Elektronik dann korrigieren könnte (Steuerung).

Um die Phasendifferenzen zwischen den einzelnen Interferometerarmen zu minimieren, könnten die aktiven Kerne in eine gemeinsame bandförmige Faserstruktur eingebettet werden. Diese kann mit Laserdioden schlechter Strahlqualität effektiv gepumpt werden. Die Kerne unterliegen so ähnlichen externen Einflüssen und die Phasen weichen nur minimal voneinander ab.

Als Engpaß bei der Leistungssteigerung des Aufbaus könnte sich in Zukunft der Modulator erweisen. Die Seed-Leistung wird durch die Koppelverluste und Absorption deutlich gesenkt. AOMs als Modulatoren würden den Vorteil der einfachen und schnellen Elektronik mit Niederspannung aufgeben. Diese würde nicht eintreten, wenn entsprechend [38] die Modulation der Pumpleistung durch den Wärmeeintrag zu einer Phasenmodulation genutzt werden könnte. Hierbei wäre die große Faserlänge von Vorteil. Es gibt bisher aber keine Aussagen zu der Transferfunktion zwischen Pumpleistungsmodulation und Phase bei Fasern.

Beim Kombinieren von Faserverstärkern stößt hauptsächlich das Beam-Steering auf Interesse, da so die Ablenkungsoptiken entfallen können und die erzielbaren Ablenkgeschwindigkeiten immens steigen. Das Beispiel in Kapitel 4.2 beinhaltet sieben Strahlelemente. Effektiv wird diese Methode erst (Nebenmaxima werden kleiner) bei größeren Elementanzahlen wie 19 oder 37. Die Entwicklung der Kontrollelektronik (Phasenregelung und Ansteuerung der Phasendifferenzen) wird dabei die größte Aufgabe eines solchen Projektes sein. Die Effizienz ist außerdem durch den Abstand d der Elemente begrenzt. Diese wird maximal für $d = \lambda/2$, was sich für den optischen Spektralbereich aufgrund der geometrischen Abmessungen der Komponenten nicht realisieren läßt.

Die Fortentwicklung des spektralen Koppelns wird sich hauptsächlich auf die Leistungskalierung der einzelnen Fasern konzentrieren. Die Anzahl der Elemente läßt sich mit dieser Methode nur in einem kleinen Rahmen noch erhöhen, da der minimale Abstand durch den Faserdurchmesser begrenzt ist. Bandförmige Anordnungen nicht-eva-neszent-gekoppelter Fasern könnten hier Abhilfe schaffen. Zusätzlich können die Fasern in einem modifizierten Aufbau 2-dimensonal angeordnet werden. Durch die hohe Bandbreite bei Ausnutzung des gesamten Verstärkungsspektrums sind einige Näherungen in Abschnitt 4.1.1 nicht mehr gut erfüllt. Dies führt vorrangig zur Verschlechterung der Strahlqualität. Durch Einsatz zweier weiterer Gitter kann dies kompensiert und die Strahlqualität darüber hinaus verbessert werden [66].

Literaturverzeichnis

- [1] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Optics and Photonics. Academic Press, 2. Aufl., 1995.
- [2] Berlin art Photonics Advanced Research & Technology in Photonics. Silica Fibers. Katalog, 2005.
- [3] Netherlands Avantes. Fiber optics. Katalog, 2005.
- [4] P. Barnsley, P. Urquhart, C. Miller, M. Brierley. Fiber Fox-Smith resonators: application to single-longitudinal-mode operation of fiber lasers. *JOSA A*, 5(8):1339–1346, Aug. 1988.
- [5] R. J. Beach, M. D. Feit, R. H. Page, L. D. Brasure, R. Wilcox, S. A. Payne. Scalable antiguided ribbon laser. *JOSA B*, 19(7):1521–1534, Juli 2002.
- [6] Bergmann, Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik III: Optik*. de Gruyter, 1993.
- [7] E. J. Bochove. Theory of Spectral Beam Combining of Fiber Lasers. *IEEE J. of Quant. Electr.*, 38(5):432–445, Mai 2002.
- [8] E. J. Bochove, P. K. Cheo, G. G. King. Self-organization in a multicore fiber laser array. *Opt. Lett.*, 28(14):1200–1202, Juli 2003.
- [9] U. Brauch, P. Loosen, H. Opower. *High-Power Diode Lasers*, Bd. 78 v. *Topics in Applied Physics*, Kapitel High-Power Diode Lasers for Direct Applications, S. 303–367. Springer-Verlag, 2000.
- [10] N. A. Brilliant. Stimulated Brillouin scattering in a dual-clad fiber amplifier. *JOSA B*, 19(11):2551–2557, Nov. 2002.
- [11] Bronstein, Semendjajew. *Taschenbuch der Mathematik*. BSB B. G. Teubner Verlagsgesellschaft Leipzig, 24. Aufl., 1989.
- [12] M. Börner, R. Müller, R. Schiek, G. Trommer. *Elemente der integrierten Optik*. B.G. Teubner, 1990.
- [13] IPG Photonics Corp. Presse-Meldung, 01. März 2005. Oxford, Massachusetts.

- [14] J. W. Czarske, R. Philipps, I. Freitag. Spectral properties of diode-pumped non-planar monolithic Nd:YAG ring lasers. *Appl. Phys. B*, 61:243–248, 1995.
- [15] V. Daneu, A. Sanchez, T. Y. Fan, K. Choi, G. W. Turner, C. C. Cook. Spectral beam combining of a broad-stripe diode laser array in an external cavity. *Opt. Lett.*, 25(6): 405–407, Mrz. 2000.
- [16] M. K. Davis, M. J. F. Digonnet, Richard H. Pantell. Thermal Effects in Doped Fibers. *JLT*, 16(6):1013–1023, Juni 1998.
- [17] E. M. Dianov, A. Ya. Karasik, A. V. Luchnikov, A. N. Pilipetskiĭ. Influence of a transverse hypersonic inhomogeneity on the spectrum formed as a result of stimulated Brillouin scattering in single-mode fiber waveguide. *Soviet J. of Quant. Electr.*, 19(4): 491–493, Apr. 1989.
- [18] E. M. Dianov, B. Ya. Zel'dovich, A. Ya. Karasik, A. N. Pilipetskiĭ. Feasibility of suppression of steady-state and transient stimulated Brillouin scattering. *Soviet J. of Quant. Electr.*, 19(8):1051–1053, Aug. 1989.
- [19] M. J. Digonnet. *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. Optical Engineering. Marcel Dekker Inc., 1993.
- [20] Dr.-Ing. R. Engelbrecht. Persönliche Mitteilung, 2004. Lehrstuhl für Hochfrequenztechnik, Universität Erlangen.
- [21] Th. Feldmann. Frequenzstabilisierung eines monolithischen Nd:YAG-Ringlasers auf eine molekulare Referenz. Diplomarbeit, Laser Zentrum Hannover, 1993.
- [22] J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, C. Jakobsen. Broadband single-polarization photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 30(12):1448–1450, Juni 2005.
- [23] J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, C. Jakobsen, H. R. Simonsen. Polarization maintaining large mode area photonic crystal fiber. *Opt. Expr.*, 12(5):956–960, Mrz. 2004.
- [24] M. Frede, R. Wilhelm, D. Kracht, C. Fallnich. 195 W Injection-Locked Single-Frequency Laser System. *OSA CLEO Baltimore*, 2005. CMA1.
- [25] I. Freitag. Untersuchung der physikalischen Grundlagen des Injection Locking von kontinuierlichen Hochleistungsfestkörperlaser. Diplomarbeit, Univ. Hannover, 1990.
- [26] I. Freitag. *Entwicklung und Charakterisierung einer Laserstrahlungsquelle für den interferometrischen Nachweis von Gravitationswellen*. Dissertation, Univ. Hannover, 1994.
- [27] I. Freitag, A. Tünnermann, H. Welling. Passively Q-switched Nd:YAG ring lasers with

- high average output power in single-frequency operation. *Opt. Lett.*, 22(10):706–708, Mai 1997.
- [28] I. Freitag, A. Tünnermann, H. Welling, C. C. Harb, D. E. McClelland, H.-A. Bachor, T. C. Ralph. Experimental and Theoretical Investigations on the Intensity Noise Properties of Injection-Locked Lasers. In Stephan A. Payne, Clifford Pollock, editors, *OSA TOPS on Advanced Solid-State Lasers*, Bd. 1, S. 401–406, 1996.
- [29] P. Fritschel. The LIGO Project: Progress & Plans. In *Second Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Waves*, S. 74–85, 1997.
- [30] K. Furusawa, A. Malinowski, J. H. V. Price, T. M. Monro, J. K. Sahu, J. Nilsson, D. J. Richardson. Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding. *Opt. Expr.*, 9(13):714–720, Dez. 2001.
- [31] A. Ghatak, K. Thyagarajan. *Introduction to Fiber Optics*. Cambridge University Press, 1998.
- [32] Ch. Ghilser, W. Lüthy, H. P. Weber. Phase Shifts in a Nd^{3+} Fibre Amplifier. *Appl. Phys. B*, 57:99–102, 1993.
- [33] C. R. Giles, E. Desurvire. Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers. *JLT*, 9(2):271–283, Feb. 1991.
- [34] D. Golla, I. Freitag, H. Zellmer, W. Schöne, I. Kröpke, H. Welling. 15 W single-frequency operation of a cw, diode laser-pumped Nd:YAG ring laser. *Opt. Comm.*, 98:86–90, 1993.
- [35] R. C. Hansen. *Phased Array Antennas*. John Wiley & Sons, 1. Aufl., 1998.
- [36] J. Hansryd, F. Dross, M. Westlund, P. A. Andrekson, S. N. Knudsen. Increase of the SBS Threshold in a Short Highly Nonlinear Fiber by Applying a Temperature Distribution. *JLT*, 19(11):1691–1697, Nov. 2001.
- [37] C.C. Harb, M.B. Gray, H.-A. Bachor, R. Schilling, P. Rottengatter, I. Freitag, H. Welling. Suppression of the Intensity Noise in a Diode-Pumped Neodymium:YAG Nonplanar Ring Laser. *IEEE J. of Quant. Electr.*, 30:2907, 1994.
- [38] Ch. C. Harb, T. C. Ralph, E. H. Huntington, D. E. McClelland, H.-A. Bachor, I. Freitag. Intensity-noise dependence of Nd:YAG lasers on their diode-laser pump source. *JOSA B*, 14(11):2936–2945, Nov. 1997.
- [39] M. Heurs, V. M. Quetschke, B. Willke, K. Danzmann, I. Freitag. Simultaneously suppressing frequency and intensity noise in a Nd:YAG nonplanar ring oscillator by means of the current-lock technique. *Opt. Lett.*, 29(18):2148–2150, Sept. 2004.
- [40] A. Hideur, Th. Chartier, C. Özkul, F. Sanchez. Dynamics and stabilization of a high

- power side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser. *Opt. Comm.*, 186:311–317, 2000.
- [41] A. Hirose, Y. Takushima, T. Okoshi. Suppression of stimulated Brillouin scattering and Brillouin crosstalk by frequency-sweeping spread-spectrum scheme. *Journal of Optical Communications*, 12(18):82–85, Sept. 1991.
- [42] P. H. Hu, J. A. Goldstone, S. S. Ma. Theoretical study of phase conjugation in stimulated Brillouin scattering. *JOSA B*, 6(10):1813–1822, Okt. 1989.
- [43] Y. Huo, P. K. Cheo, G. G. King. Fundamental mode operation of a 19-core phase-locked Yb-doped fiber amplifier. *Opt. Expr.*, 12(25):6230–6239, Dez. 2004.
- [44] S. Höfer. Hochleistungsverstärkung eines schmalbandigen optischen Signals in aktiven Lichtwellenleitern. Diplomarbeit, Univ. Jena, 2001.
- [45] S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, T. Schreiber, M. Reich, H. Zellmer, A. Tünnermann, A. Carter, K. Tankala. High power linearly polarized fiber laser. *OSA CLEO San Francisco*, 2004. Talk CMS4.
- [46] S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, H.-R. Müller, I. Freitag. Single-frequency master-oscillator fiber power amplifier system emitting 20 W of power. *Opt. Lett.*, 26(17):1326–1328, Sept. 2001.
- [47] F. Imkenberg. Frequenzstabilisierung eines Nd:YAG-Ringlasers für die hochpräzise Meßtechnik. Diplomarbeit, Laser Zentrum Hannover, 1994.
- [48] N. A. Issa. High numerical aperture in multimode microstructured optical fibers. *Appl. Opt.*, 43(33):6191–6187, Nov. 2004.
- [49] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, 3. Aufl., 1997.
- [50] Y. Jeong, J. Nilsson, J. K. Sahu, D. B. S. Soh, C. Alegria, P. Dupriez, C. A. Codemard, D. N. Payne, R. Horley, L. M. B. Hickey, L. Wanzcyk, C. E. Chryssou, J. A. Alvarez-Chavez, P. W. Turner. Single-frequency, single-mode, plane-polarized ytterbium-doped fiber master oscillator power amplifier source with 264 W of output power. *Opt. Lett.*, 30(5):459–461, Mrz. 2005.
- [51] Th. J. Kane, R. L. Byer. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser. *Opt. Lett.*, 10(2):65–67, Feb. 1985.
- [52] W. Karthe, R. Müller. *Integrierte Optik*. Akad. Verlagsges. Geest & Portig K.-G., 1991.
- [53] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer, 5. Aufl., 1999.
- [54] J. P. Koplow, L. Goldberg, R. P. Moeller, D. A. V. Kliner. Polarization-maintaining, double-clad fiber amplifier employing externally applied stress-induced birefringence. *Opt. Lett.*, 25(6):387–389, Mrz. 2000.

- [55] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, L. Goldberg. Single-mode operation of a coiled multi-mode fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 25(7):442–444, Apr. 2000.
- [56] J. J. Koponen, M. J. Söderlund, S. K. T. Tammela, H. Po. Photodarkening in ytterbium-doped silica fibers. *SPIE Security & Defense Europe*, 2005. 5990-04.
- [57] V. A. Kozlov, J. Hernández-Codero, T. F. Morse. All-fiber coherent beam combining of fiber lasers. *Opt. Lett.*, 24(24):1814–1816, Dez. 1999.
- [58] I. Kröpke. *Frequenzstabile, diodengepumpte Nd:YAG Miniatur-Ringlaser*. Dissertation, Univ. Hannover, 1992.
- [59] V. Laude, A. Khelif, S. Benchabane, M. Wilm, T. Sylvestre, B. Kibler, A. Mussot, J. M. Dudley, H. Maillotte. Phononic band-gap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers. *Phys. Rev. B*, 71(4):045107–1–045107–6, Januar 2005.
- [60] H. Lee, G. P. Agrawal. Suppression of stimulated Brillouin scattering in optical fibers using fiber Bragg gratings. *Opt. Expr.*, 11(25):3467–3472, Dez. 2003.
- [61] A. Liem. *Skalierungsverhalten von Faserlasern und -verstärkern*. Dissertation, Univ. Jena, 2003.
- [62] A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann. 100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier. *Opt. Lett.*, 28(17):1537–1539, Sept. 2003.
- [63] J. Limpert. Multikomponenten-Gassensoren basierend auf Differenzfrequenzmischung von Diodenlasern. Diplomarbeit, Univ. Jena, 1999.
- [64] J. Limpert, T. Schreiber, A. Liem, S. Nolte, H. Zellmer, T. Peschel, V. Guyenot, A. Tünnermann. Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation. *Opt. Expr.*, 11(22):2982–2990, Nov. 2003.
- [65] J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, T. Pertsch, F. Lederer. Suppression of higher order modes in a multimode fiber amplifier using efficient gain-loss-management (GLM). In *Advanced Solid-State Lasers*, Bd. 68 v. *OSA TOPS*, S. 112–114, 2002.
- [66] A. Liu, R. Mead, T. Vatter, A. Henderson, R. Stafford. Spectral beam combining of high power fiber lasers. In *Fiber Lasers: Technology, Systems, and Applications*, Bd. 5335, S. 81–88. SPIE, 2004.
- [67] H. Lutz, W. Wendt. *Taschenbuch der Regeltechnik*. Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 5. erw. Aufl., 2003.
- [68] D. Marcuse. Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices. *The Bell System Technical Journal*, 56(5):703–718, 1977.
- [69] W. J. Miniscalco. *Rare earth doped fiber lasers and amplifiers*, Kapitel Optical and Electronic Properties of Rare Earth Ions in Glasses, S. 19–133. Marcel Dekker, 1993.

- [70] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg. Low-loss criterion and effective area considerations for photonic crystal fibres. *Journal of Optics A*, 5:163–167, 2003.
- [71] N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, K. P. Hansen. Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 28(20):1879–1881, Okt. 2003.
- [72] N. A. Mortensen, M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, A. Petersson, H. R. Simonsen. Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 28(6):393–395, Mrz. 2003.
- [73] M. D. Nielsen, N. A. Mortensen. Photonic crystal fiber design based on the V-parameter. *Opt. Expr.*, 11(21):2762–2768, Okt. 2003.
- [74] M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, J. R. Folkenberg, A. Bjarklev. Mode-field radius of photonic crystal fibers expressed by the V parameter. *Opt. Lett.*, 28(23):2309–2311, Dez. 2003.
- [75] A. C. Nilsson, E. K. Gustaffson, R. L. Byer. Eigenpolarization theory of monolithic nonplanar ring oscillators. *IEEE J. of Quant. Electr.*, 25(4):767–790, Apr. 1989.
- [76] Sumitomo Osaka Cement Co. Ltd. Optoelectronics Business Division. 40 Gbit/s Single Electrode Intensity Modulator (for OC768, chirped). Specification note, Okt. 2004.
- [77] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks, P. St. J. Russell. Highly birefringent photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 25(18):1325–1327, Sept. 2000.
- [78] R. Paschotta, J. Nilsson, P. R. Barber, J. E. Caplan, A. C. Tropper, D. C. Hanna. Lifetime quenching in Yb doped fibers. *Opt. Comm.*, 136:375–378, 1997.
- [79] H. M. Pask, Robert J. Carman, David C. Hanna, Anne C. Tropper, Colin J. Mackechnie, Paul R. Barber, Judith M. Dawes. Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1–1.2 μm Region. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(1):2–13, 1995.
- [80] J. H. V. Price. *The development of high power, pulsed fiber laser systems and their applications*. Dissertation, Univ. of Southampton, 2003.
- [81] C. C. Renaud, H. L. Offerhaus, J. A. Alvarez-Chavez, J. Nilsson, W. A. Clarkson, P. W. Turner, D. J. Richardson, A. B. Grudinin. Characteristics of Q-Switched Cladding-Pumped Ytterbium-Doped Fiber Lasers with Different High-Energy Fiber Designs. *IEEE J. of Quant. Electr.*, 37(2):199–206, Feb. 2001.
- [82] P. Russell. Photonic Crystal Fibers. *Science*, 299:358–362, Jan. 2003.
- [83] P. St. J. Russell, D. Culverhouse, F. Farahi. Theory of Forward Stimulated Brillouin Scattering in Dual-Mode Single-Core Fibers. *IEEE J. of Quant. Electr.*, 27(3):836–842,

Mrz. 1991.

- [84] D. Sabourdy, V. Kermene, A. Desfarges-Berthelemy, L. Lefort, A. Barthelemy, P. Even, D. Pureur. Efficient coherent combining of widely tunable fiber lasers. *Opt. Expr.*, 11(2):87–97, Feb. 2003.
- [85] S. Saraf, S. Sinha, A. K. Sridharan, R. L. Byer. 100 W, single frequency, diffraction-limited Nd:YAG MOPA for LIGO. *OSA CLEO Baltimore*, 2003. CThPDB12.
- [86] A. L. Schawlow, C. H. Townes. Infrared and Optical Masers. *Physical Review*, 112: 1940–1949, Dez. 1958.
- [87] S. Seidel, N. Kugler. Nd:YAG 200-W average-power oscillator-amplifier system with stimulated-Brillouin-scattering phase conjugation and depolarization compensation. *JOSA B*, 14(7):1885–1888, Juli 1997.
- [88] Y. R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. John Wiley & Sons, 1984.
- [89] N. Shibata, Y. Azuma, T. Horiguchi, M. Tateda. Identification of longitudinal acoustic modes guided in the core region of a single-mode optical fiber by Brillouin gain spectra measurements. *Opt. Lett.*, 13(7):595–597, Juli 1988.
- [90] A. Shirakawa, T. Saitou, T. Sekiguchi, K. Ueda. Coherent addition of fiber lasers by use of a fiber coupler. *Opt. Expr.*, 10(21):1167–1172, Okt. 2002.
- [91] K. Shiraki, M. Ohashi, M. Tateda. Suppression of stimulated Brillouin scattering in a fibre by changing the core radius. *Electr. Lett.*, 31(8):668–669, Apr. 1995.
- [92] K. Shiraki, M. Ohashi, M. Tateda. SBS Threshold of a Fiber with a Brillouin Frequency Shift Distribution. *JLT*, 14(1):50–57, Jan. 1996.
- [93] A. E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, California, 1986.
- [94] R. G. Smith. Optical Power handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering. *Appl. Opt.*, 11(11):2489–2494, Nov. 1972.
- [95] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, B. C. McCollum. Double clad offset core Nd fiber laser. *OFS 88*, 1988. PD5.
- [96] J. M. Sousa, O. G. Okhotnikov. Multimode Er-doped fiber for single-transverse-mode amplification. *APL*, 74(11):1528–1530, Mrz. 1999.
- [97] T. Sugie. Suppression of SBS by discontinuous Brillouin frequency shifted fibre in CPFSK coherent lightwave system with booster amplifier. *Electr. Lett.*, 27(14):1231–1233, Juli 1991.
- [98] R. L. Sutherland. *Handbook of Nonlinear Optics*. Marcel Dekker, 1996.
- [99] Y. Takushima, T. Okoshi. Suppression of stimulated Brillouin-scattering using opti-

- cal isolators. *Electr. Lett.*, 28(12):1155–1157, Juni 1992.
- [100] C. L. Tang. Saturation and Spectral Characteristics of the Stokes Emission in the Stimulated Brillouin Process. *Journal of Applied Physics*, 37(8):2945–2955, 1966.
- [101] U. Tietze, Ch. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer-Verlag, 9. erw. Aufl., 1990.
- [102] H. G. Unger. *Optische Nachrichtentechnik I: Optische Wellenleiter*. Hüthig, 2. Aufl., 1992.
- [103] George C. Valley. A Review of Stimulated Brillouin Scattering Excited with a Broad-Band Pump Laser. *IEEE J. of Quant. Electr.*, 22(5):704–712, Mai 1986.
- [104] W. Vogel. *Glaschemie*. Springer-Verlag, 3. erw. Aufl., 1992.
- [105] W. J. Wadsworth, R. M. Percival, G. Bouwmans, J. C. Knight, P. St. J. Russell. High power air-clad photonic crystal fibre laser. *Opt. Expr.*, 11(1):48–53, Jan. 2003.
- [106] D. Walton, S. Gray, J. Wang, M.-J. Li, X. Chen, A. B. Ruffin, J. Demeritt, L. Zenteno. High power, narrow linewidth fiber lasers. *Photonics West San José*, 2006. Paper 6102-05.
- [107] S. A. Webster, M. Oxborrow, P. Gill. Subhertz-linewidth Nd:YAG laser. *Opt. Lett.*, 29(13):1497–1499, Juli 2004.
- [108] P. Weßels, P. Adel, M. Auerbach, D. Wandt, C. Fallnich. Novel suppression scheme for Brillouin scattering. *Opt. Expr.*, 12(19):4443–4448, Sept. 2004.
- [109] B. Willke, S. Brozek, K. Danzmann, V. Quetschke, S. Gossler. Frequency Stabilization of a Monolithic Nd:YAG Ring Laser by Controlling the Power of the Laser-Diode Pump Source. *Opt. Lett.*, 25(14):1019–1021, Juli 2000.
- [110] N. Yoshizawa, T. Imai. Stimulated Brillouin Scattering Suppression by Means of Applying Strain Distribution to Fiber with Cabling. *JLT*, 11(10):1518–1522, Okt. 1993.
- [111] Q. Yu, X. Bao, L. Chen. Strain dependence of Brillouin frequency, intensity, and bandwidth in polarization-maintaining fibers. *Opt. Lett.*, 29(14):1605–1607, Juli 2004.
- [112] B. Ya. Zel'dovich, A. N. Pilipetskiĭ. Role of a „soundguide“ and „antisoundguide“ in stimulated Brillouin scattering in a single-mode waveguide. *Soviet J. of Quant. Electr.*, 18(6):818–822, Juni 1988.
- [113] H. Zellmer. *Leistungsskalierung von Faserlasern*. Dissertation, Univ. Hannover, 1996.
- [114] H. Zimer, U. Wittrock. 1.6 W of single-mode output power from a novel power-scaling scheme for monolithic nonplanar ring lasers. *Opt. Lett.*, 29(14):1635–1637, Juli 2004.

Glossar

| | |
|-------------------|---|
| U_π -Spannung | Spannung am Phasenmodulator für einen Phasenschub von π |
| ASE | amplified spontaneous emission |
| ESA | exited state absorption |
| GSA | ground state absorption |
| LMA fibers | large mode area fibers |
| MOPA | master oscillator power amplifier |
| MZ | Mach-Zehnder-Interferometer |
| NPRO | Nichtplanarer Ringoszillator |
| PBS | polarising beam splitter |
| PCF | photonic crystal fiber |
| PM | polarization maintaining, polarisationserhaltend |
| SBS | stimulated Brillouin scattering |
| SNR | signal to noise ratio, Signal-Rauschverhältnis |
| SRS | stimulated Raman scattering |

Eigene Veröffentlichungen und Vorträge

- [HLL⁺01a] S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, H.-R. Müller, and I. Freitag. Single-frequency master-oscillator fiber power amplifier system emitting 20 W of power. *Optics Letters*, 26(17):1326–1328, September 2001.
- [HLL⁺01b] S. Höfer, J. Limpert, A. Liem, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, H.-R. Müller, and I. Freitag. Single-frequency master-oscillator fiber power amplifier system with 20 W output power. *OSA CLEO Europe*, 2001. Vortrag.
- [HLL⁺02a] S. Höfer, J. Limpert, A. Liem, H. Zellmer, and A. Tünnermann. Faserverstärker mit mJ-Pulsenergie und hoher mittlerer Leistung. *DPG Frühjahrstagung Osnabrück*, 2002. Vortrag Q111.6.
- [HLL⁺02b] S. Höfer, J. Limpert, A. Liem, H. Zellmer, A. Tünnermann, and S. Jetschke. 150 W Nd/Yb-doped fiber laser. *OSA CLEO Long Beach*, 2002. Vortrag CThX1.
- [HLL⁺02c] S. Höfer, J. Limpert, A. Liem, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Knoke, and H. Volckel. High-average-power millijoule fiber amplifier system. *OSA CLEO Long Beach*, 2002. Vortrag CThX3.
- [HLL⁺03] S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tünnermann. 90 W single-frequency fiber amplifier. *OSA CLEO Baltimore*, 2003. Vortrag CMY3.
- [HLL⁺04] S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, T. Schreiber, M. Reich, H. Zellmer, A. Tünnermann, A. Carter, and K. Tankala. High power linearly polarized fiber laser. *OSA CLEO San Francisco*, 2004. Vortrag CMS4.
- [HZLT04] S. Höfer, H. Zellmer, J. Limpert, and A. Tünnermann. Leistungsskalierung von Faserverstärkern durch kohärente Kopplung. *DPG Frühjahrstagung München*, 2004. Vortrag Q9.4.
- [HZR⁺03a] S. Höfer, H. Zellmer, J.-P. Ruske, J. Limpert, and A. Tünnermann. Coherent beam combining of fiber amplifiers. *OSA CLEO Europe*, 2003. Vortrag CL6-6-Fri.
- [HZR⁺03b] S. Höfer, H. Zellmer, J.-P. Ruske, J. Limpert, and A. Tünnermann. Kohären-

- te Kopplung von Faserverstärkern. *DPG Frühjahrstagung Hannover*, 2003. Vortrag Q17.5.
- [HZT⁺01] S. Höfer, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, and H.-R. Müller. High power single frequency master-oscillator fiber amplifier system. *DPG Frühjahrstagung Berlin*, 2001. Poster Q31.9.
- [Höf01] S. Höfer. Hochleistungsverstärkung eines schmalbandigen optischen Signals in aktiven Lichtwellenleitern. Master's thesis, Universität Jena, 2001.
- [JKL⁺05] Y. Joeng, Y. Kim, A. Liem, K. Moerl, S. Höfer, A. Tünnermann, and K. Oh. Q-switching of Yb³⁺-doped fiber laser using a novel micro-optical waveguide on micro-actuating platform light modulator. *Optics Express*, 13(25):10302–10309, Dezember 2005.
- [JLM⁺06] Y. Joeng, A. Liem, K. Moerl, S. Höfer, Y. Kim, A. Tünnermann, and K. Oh. Q-switching of Yb-doped double-clad fiber laser using micro-actuating platform modulator for marking applications. *Photonics West, San José*, 2006. Vortrag 6102–55.
- [LHL⁺02] J. Limpert, S. Höfer, A. Liem, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Knoke, and H. Volckel. 100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier. *Applied Physics B – Lasers and Optics*, 75(4–5):477–479, November 2002.
- [LHL⁺04] J. Limpert, S. Höfer, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, Ch. Jacobsen, H. Simonsen, and N. A. Mortensen. Extended large-mode-area single-mode microstructured fiber laser. *OSA CLEO San Francisco*, 2004. Vortrag CMS6.
- [LLH⁺03a] A. Liem, J. Limpert, S. Höfer, H. Zellmer, and A. Tünnermann. Faserverstärker mit 100 W Ausgangsleistung für single-frequency-Strahlung. *DPG Frühjahrstagung Hannover*, 2003. Vortrag Q17.4.
- [LLH⁺03b] A. Liem, J. Limpert, S. Höfer, H. Zellmer, and A. Tünnermann. Master-oscillator fiber power amplifier system emitting 90-W of single-frequency radiation. *OSA CLEO Europe*, 2003. Vortrag CL5-1-Fri.
- [RLS⁺06] F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Höfer, J. Limpert, T. Peschel, R. Eberhardt, and A. Tünnermann. Spectral combining of fiber lasers. *Photonics West San José*, 2006. Vortrag 6102–29.
- [THL⁺05] A. Tünnermann, S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, M. Reich, F. Röser, T. Schreiber, H. Zellmer, T. Peschel, and V. Guyenot. Power scaling of high-power fiber lasers and amplifiers. *Laser Physics*, 15(1):107–117, Januar 2005.
- [TRS⁺05] A. Tünnermann, F. Röser, T. Schreiber, J. Limpert, A. Liem, M. Reich, S. Höfer,

H. Zellmer, J. Burghoff, M. Will, and S. Nolte. Micro- and Nano-Structured Optical Fibers - Artificial media for Amplification of Light. In *Ultrafast Lasers for Material Science*, volume 850. Materials Research Society, 2005.

[TSR⁺05] A. Tünnermann, T. Schreiber, F. Röser, A. Liem, S. Höfer, H. Zellmer, S. Nolte, and J. Limpert. The renaissance and bright future of fibre lasers. *Journal of Physics B - Atomic molecular and optical Physics*, 38(9):S681-S693, Mai 2005.

Lebenslauf

| | |
|-------------------------|---|
| Name | Sven Höfer |
| Geburt | 01.09.1975 in Halle/Saale |
| Familienstand | verheiratet, 1 Kind |
| Schul Ausbildung | |
| 1982 – 1989 | POS „Hermann Matern“, Halle/Saale |
| 1989 – 1994 | Spezialgymnasium für Mathematik, Naturwissenschaften und Technik „Georg Cantor“, Halle/Saale |
| 24.06.1994 | Abitur |
| Zivildienst | |
| 1994 / 1995 | Universitätsklinikum Halle/Saale Klinik für Anästhesiologie |
| Studium | |
| 1995 – 2001 | Physik, Friedrich-Schiller-Universität Jena |
| 07.04.1998 | Vordiplom Physik |
| 26.04.2001 | Diplom Physik Diplomarbeitsthema: „Hochleistungsverstärkung eines schmalbandigen optischen Signals in aktiven Wellenleitern“ |

Praktische Tätigkeiten und Berufserfahrung

| | |
|-----------------------|--|
| 1996 – 2000 | Gründung Fachschaft Physik, Fachschaftsratsmitglied |
| 1996 – 1998 | Mentor für Studierende des 1. Semesters |
| 1997 – 2001 | Studentischer Vertreter im Fakultätsrat Physik und in verschiedenen Kommissionen |
| 1997 – 2001 | Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Angewandte Physik (IAP) Jena |
| Jun. – Sep. 2000 | Forschungsaufenthalt Optoelectronics Research Centre Southampton, UK |
| Jun. 2001 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am IAP |
| Jul. – Sep. 2001 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer-Institut für Angewandte Optik und Feinmechanik Jena |
| Okt. 2001 – Aug. 2005 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am IAP |
| Sep. 2005 – | Forschung und Entwicklung, Rofin-Sinar Laser GmbH |

Jena, der 24.02.2006

Sven Höfer

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise entgeltlich/unentgeltlich geholfen:

1. ...

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die in Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, daß ich nach bestem Wissen und Gewissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, der 24.02.2006

Sven Höfer

Danksagung

Im Verlaufe meiner Promotion habe ich von vielen Seiten Unterstützung empfangen.

Zuerst möchte ich mich daher bei Prof. Dr. Andreas Tünnermann für die Möglichkeit diese Arbeit am IAP durchzuführen, das interessante Themenfeld und die anregenden Diskussionen bedanken.

Die Arbeitsgruppe wird mir immer positiv im Gedächtnis bleiben. Die Kollegen Dr. Peter Riedel, Fabian Röser, Thomas Schreiber, im Besonderen Dr. Andreas Liem und Dr. Jens Limpert, standen mir nicht nur im Labor mit Ideen und Kritik immer helfend zur Seite. Neben der langjährigen, motivierenden Betreuung durch Dr. Holger Zellmer war Letzterer gerade während der Schreibphase mit Ratschlag immer zur Stelle. Vielen Dank!

Stellvertretend für die Kollegen mit denen ich gemeinsam Experimente durchgeführt habe, möchte ich Dr. Matthias Reich und Oliver Schmidt speziell für die fruchtbare Zusammenarbeit vielmals danken.

Den aktuellen und ehemaligen Kollegen des IAP sei hiermit als große Familie mein herzlicher Dank für Hilfe und Diskussion ausgesprochen. Herausheben möchte ich hier Dr. Ernst-Bernhard Kley, Dr. Stefan Nolte und Bodo Martin. Ebenso ist an dieser Stelle die Fasergruppe des IPHT zu nennen, die mit ihren exzellenten Glasfasern für einen Großteil der Experimente die Grundlagen geschaffen hat.

Nicht zuletzt haben meine Eltern meine Entwicklung über all die Jahre außerordentlich gefördert und mein Studium ermöglicht. Meine Frau Jana hat gerade in den letzten Monaten sehr viel Geduld aufgebracht und diese Arbeit auch ansonsten in allen Dingen „mittragen“, unsere Tochter Mirja Helene zu oft alleine ins Bett gebracht und so den Abschluß der Arbeit neben meiner neuen Tätigkeit erst möglich gemacht. Dafür meinen bleibenden Dank.

Für die Herstellung von spezifischen Komponenten danke ich im speziellen Tina Clausnitzer und Jens-Peter Ruske.